

Національний університет харчових технологій МОН України

Інститут технічної теплофізики НАН України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Петренко Валентин Петрович

УДК 536.24:664.1.048

ДИСЕРТАЦІЯ

**Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках
розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення**

05.14.06 – Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

144 – Теплоенергетика

Подається на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

 В.П. Петренко

Науковий консультант – Прядко Микола Олексійович, доктор технічних наук,
професор.

Київ – 2019

АНОТАЦІЯ

Петренко В.П. Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих парорідинних потоках розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 05.14.06 “Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика”. – Національний університет харчових технологій, Київ, 2019.

В дисертаційній роботі представлені результати комплексного дослідження теплогідродинамічних процесів, що протікають в низхідних кільцевих потоках плівок розчинів під час пароутворення. Аналіз теплогідродинамічних процесів виконано в рамках запропонованої фізичної моделі плівкової течії з розвинутою хвильовою структурою, за якої по поверхні плівки прокочуються низькочастотні великі хвилі, які за високої в'язкості мають форму напливів, а між ними пробігають капілярні високочастотні хвилі. Зазначена модель відповідає як даним візуальних спостережень, так і результатам фізичних експериментів щодо структури плівкових течій у довгих вертикальних каналах. Завдяки наявності потужного вихора в центрі великої хвилі її переміщення по поверхні супроводжується періодичним перемішуванням рідини, з проникненням в пристінну область частини рідини з міжфазної поверхні, деформацією профілей швидкості та температури, а в разі концентрування розчинів – вирівнюванням концентрації по товщині. В період між проходженнями великих хвиль має місце циклічний процес релаксації температурного поля та швидкості.

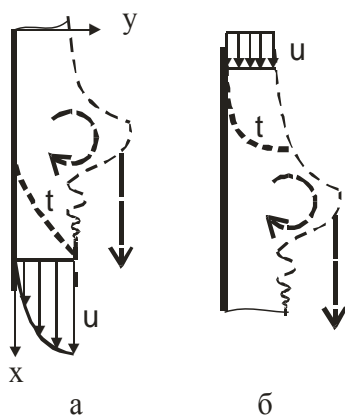


Рис.1. Схема руху великої хвилі на поверхні плівки.

а – розподілення температури та швидкості перед проходженням великої хвилі, б – після.

Процеси перенесення в міжхвильову паузу умовно поділені на 2 періоди залежно від стану розвитку швидкості : 1 – з нерозвинутим профілем; 2 – з розвинутим параболічним профілем. Перший режим переважає в разі руху малов'язкої рідини зі значними витратами, другий – під час руху в'язкої рідини з малими числами Re . Температурне поле в перший період ($\xi_m \geq \xi \geq 0$) за ламінарного режиму руху плівки визначається рівнянням

$$\frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{4}{Pe} \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (1)$$

розв'язок якого за граничних умов $\theta(0,0)=0$, $\theta(0,\xi)=1$; $\theta(1,\xi)=0$, $\frac{\partial \theta(\infty, \xi)}{\partial \eta} = 0$,

має вигляд
$$\theta(\eta, \xi) = \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}} \right). \quad (2)$$

В другий період ($\infty \geq \xi \geq \xi_m$), який характеризується розвинутим параболічним профілем швидкості в плівці, температурне поле визначається рівнянням

$$\frac{g \delta^3}{2 \nu a} (2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}. \quad (3)$$

Наближений, методом Тарга-Слезкіна розв'язок (3) за вільного стікання плівки за граничних умов $\eta=0, \theta=1$; $\eta=1, \theta=0$ та початкового розподілу температури

$$\theta(\eta, \xi_m) = \frac{5}{2} \exp \left(-\frac{10}{Pe} \xi_m \right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1, \quad \text{надано як}$$

$$\theta(\eta, \xi) = \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (4)$$

Розмежування періодів визначено умовою

$$\xi_m = 0,0223 Pe. \quad (5)$$

За наявності дотичної напруги на міжфазній поверхні температурне поле в області $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ знайдено з рівняння

$$\left[\left(\frac{\tau_i}{\nu \rho \delta} + \frac{g}{\nu} \right) \eta - \frac{g}{2\nu} \eta^2 \right] \delta^3 \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = a \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (6)$$

розв'язок якого має вигляд

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{(16\rho g \delta + 25\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g \delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left[\frac{\xi_m - \xi}{R}\right] (\eta^2 - \eta) - \eta + 1, \quad (7)$$

$$\text{де } D = \frac{Pe}{80} \frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta}; \quad R = \frac{(7\rho g \delta + 10\tau_i) Pe}{(3\tau_i + 2\rho g \delta) 160}; \quad R_1 = \frac{\tau_i + \frac{3}{4}\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta}.$$

Розмежування періодів надано виразом $\xi_m = D \ln\left(\frac{Pe}{8D}\right)$, який за відсутності міжфазної напруги ($\tau_i = 0$) трансформується в (5), а (7) в – (4). Середні теплові потоки на ділянках $(\xi_m - \xi_o)$ та $(\xi_v - \xi_m)$

$$q_{1cp} = \frac{1}{\xi_m - \xi_o} \int_{\xi_o}^{\xi_m} q_1(\xi)_{\eta=0} d\xi = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta \sqrt{\pi} (\xi_m - \xi_o)} \left(\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe} \right),$$

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_m)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640 D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left(\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right) + \xi_v - \xi_m \right\}. \quad (8)$$

За умови $q_{cp} = \frac{q_{1cp}(\xi_m - \xi_o) + q_{2cp}(\xi_v - \xi_m)}{\xi_v - \xi_o}$, вираз для коефіцієнта тепловіддачі набуває вигляду

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta(\xi_v - \xi_o)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe}) + \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640 D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left(\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right) + \xi_v - \xi_m \right\}, \quad (9)$$

де $\xi_v - \xi_o = \frac{\lambda_{ex}}{\delta}$.

За турбулентного режиму руху температурне поле знайдено з рівняння

$$u_i \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (a + a_t) \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (10)$$

Враховуючи періодичне потужне збурення плівки хвильовим валом прийнято, що турбулентність також генерується імпульсно під час циклічного проходження великої хвилі з подальшим її затуханням в міжхвильову паузу. За даних умов функція розподілення турбулентності надана у вигляді

$$\frac{v_t}{v} = 4\varepsilon_m (\eta - \eta^2), \quad (11)$$

як модифікація відповідного виразу М.Д.Міллійонщикова, з корелюючою функцією ε_m . З (10, 11) отримано вираз для температурного поля в міжхвильову

паузу для турбулентного режиму руху плівки за граничних умов $\eta = 0, \theta = 1$; $\eta = 1, \theta = 0$ та початковим розподілом температури

$$\theta(\xi_m, \eta) = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{1}{B} \exp\left(\frac{\xi_m}{B}\right) \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(4\varepsilon_m Pr(\eta - \eta^2) + 1) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth}\left[\frac{\varepsilon_m Pr(2\eta - 1)}{H}\right] - \left[\frac{1}{4H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right] \right], \text{ як}$$

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{32} \left[\frac{\theta_{av.m} - \frac{1}{2}}{S} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \ln\left(\frac{1}{1 + 4\varepsilon_m Pr\eta - 4\varepsilon_m Pr\eta^2}\right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m Pr\eta}{H}\right)}{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} + \frac{1}{2}, \quad (12)$$

$$\text{де } S = \frac{Pe}{16} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right]; \quad B = \frac{Pe}{4} \left[\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_m Pr} + 2 \right) \right];$$

$$\theta_{av} = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{\exp\left(\frac{\xi_m}{B}\right)}{B} \left[\frac{1}{4\varepsilon_m Pr} - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{4\varepsilon_m Pr H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right]; \quad H = \sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}$$

$$\text{Вираз для } \xi_m : \quad \xi_m = B \ln \frac{-8BH}{Pe \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)}, \quad (B < 0).$$

Аналогічно попереднім викладкам з (12) отримано вираз для коефіцієнта тепловіддачі

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta(\xi_v - \xi_m)(\varepsilon_m^2 Pr^2 - H^2)} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\theta_{av.m} H^2 - \theta_{av.m} \varepsilon_m^2 Pr^2 - \frac{H^2}{2} + \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{2} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_v - \xi_m}{S}\right) \right] - \frac{\varepsilon_m Pr H (\xi_v - \xi_m)}{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right\} \quad (13)$$

Вид функції для ε_m отримано порівнянням розрахункових, за співвідношенням (13) коефіцієнтів тепловіддачі з даними експериментальних досліджень

тепловіддачі до насичених турбулентних та ламінарних плівок рідин в режимі випаровування з міжфазної поверхні при вільному стіканні

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}^{0,95} \left(\frac{v_o}{v} \right)^{0,45} \left[1 - \exp \left(- \frac{\operatorname{Re}^2}{80000} \right) \right] \quad \text{при } \operatorname{Re} \leq 2060 \quad (14)$$

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}^{0,95} \left(\frac{v_o}{v} \right)^{0,45} \left[1 - \exp \left(- \frac{\operatorname{Re}^2}{80000} \right) \right] + 0,4 \cdot 10^{-3} \exp \left[\frac{1}{0,63} \left(1 - \frac{v}{v_o} \right) \right] (\operatorname{Re} - 2060)^{0,83}$$

За наявності міжфазної дотичної напруги $\varepsilon_m = \varepsilon_{mo} E_u$, ε_{mo} – відповідає виразу (14)

$$E_u = -0,8 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5 \right)^2 + 0,08 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5 \right) + 1,24 \quad \text{при } u_2 \leq 14$$

$$E_u = 1,124 - 72 \left[We_2^{0,2} - \left(\frac{\rho_2 14^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}} \right)^{0,2} \right]^{0,7} \operatorname{Re}^{-0,6} \left(\frac{v}{v_o} \right)^{0,6} \quad \text{при } u_2 \geq 14$$

Фізичне моделювання виконано на експериментальному каналі із труби діаметром 22x1 мм та довжиною 1,8 м, зі сталі X18H10T, який поділено на ділянки стабілізації довжиною 1,3 м та дослідної ділянки довжиною 0,5 м зі штучним формуванням структури двофазового потоку в умовах незалежного подавання витрат фаз, температурного напору та величини розрідження в окремих камерах. База даних доповнена результатами досліджень В.А.Ардашева, отриманими на експериментальній установці, що моделювала реальні теплогідродинамічні процеси, що протікають в плівковому випарному апараті. Установка складалась з вертикальної труби із нержавіючої сталі X18H10T довжиною 9 м та внутрішнім діаметром 30 мм, поділеної на 20 ділянок довжиною 440 мм для збирання конденсату з виділених ділянок труби і визначення, на основі зібраного конденсату, розподілу теплового потоку по довжині труби.

Для інженерних розрахунків теоретична залежність (13) апроксимована поліномом зі співмножниками K_w , K_{boil} та K_{Ld} , що характеризують вплив

швидкості парового ядра, поверхневого кипіння та геометрії каналу (довжини та діаметра) на інтенсивність тепловіддачі

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 \operatorname{Re}^{-1/3} \left(0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} Pr^{-0,2} \right) K_w K_{boil} K_{Ld}, \quad (15)$$

$$\text{де } K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2}; \quad K_{boil} = 1 + 0,4 \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\Delta t_{min}} \right)^{1,2}; \quad \Delta t_{min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{fc};$$

$$K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{v}{v_o + v} \right) \left[1 - \exp(-0,05 L^3) \right] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)}, \quad d_o = 0,02 \text{ м.}$$

Отримано універсальне рівняння для визначення коефіцієнта міжфазного тертя ξ в паро-водяних та паро-сиропних потоках в режимах слабкої та сильної взаємодії при незначному тиску та розрідженні в трубі діаметром 20 мм, а також для повітряно-водяних потоків в трубах діаметрами 13, 25, 34, 50 мм на базі даних інших авторів

$$\xi = \xi_1 + \frac{627(d_o/d)}{Fr_2^{1,26} \left\{ \exp \left[\frac{1}{1,25 \cdot 10^{-2} K_8^{1,5} (Fr - H^{1,1} \sqrt{d/d_o})} \right] - 1 \right\}}, \quad (16)$$

де $\xi_1 = \xi_c + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_8$ – коефіцієнт гідравлічного тертя для першої зони – режиму слабкої взаємодії; $\xi_c = \frac{0,316}{Re_2^{0,25}}$ – коефіцієнт гідравлічного тертя на суху

стінку; $K_8 = \sqrt{\frac{\Gamma_v^3 v}{g^2}} \sqrt{\frac{g\rho}{\sigma}}$; $H = \sqrt{\frac{\rho\sigma}{g d^2 \rho_2^2}}$; $Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d}$; $d_o = 0,013 \text{ м.}$

Змодельовано процес кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до висококонцентрованих плівок розчинів під час пароутворення, як процес циклічного накопичення надлишкової концентрації на міжфазній поверхні і, відповідно, циклічного зростання фізико-хімічної температурної депресії в

міжхвильову паузу, та її циклічного вирівнювання під час проходження великих напливних хвиль.

Наукова новизна одержаних результатів

Вперше:

1. Сформульована нова концепція механізму теплоперенесення до стікаючих плівок з розвинутою хвильовою структурою, як процесу циклічного збурення температурного поля великими хвилями з характерною частотою їх проходження та його стабілізації у міжхвильову паузу.
2. Запропонована фізичну модель процесу тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок з розвинутою хвильовою структурою, за якої степінь деформації температурного профілю визначається потужністю циклічного хвильового збурення, а стабілізації температурного та гідродинамічного полів в міжхвильову паузу – частотою проходження великих хвиль.
3. Реалізовано фізико-математичну модель процесів перенесення для плівкових ламінарних течій в'язких рідин з розвинутою хвильовою структурою, яка пов'язує хвильові характеристики плівкової течії з процесами теплообміну як за вільного стікання, так і за наявності супутнього парового потоку.
4. Запропоновано фізичну модель турбулентності в стікаючих плівках, циклічно збурених великими низькочастотними хвилями, в якій постульовано проникнення турбулентних пульсацій в пристінний ламінарний прошарок внаслідок дії потужного центрального вихора під час проходження великої хвилі
5. Реалізовано фізико-математичну модель процесів перенесення для плівкових турбулентних течій з розвинутою хвильовою структурою на основі запропонованої моделі турбулентності як за вільного стікання, так і за наявності супутнього парового потоку.
6. Встановлені закономірності гідравлічної взаємодії парового ядра з низхідною плівкою цукрових розчинів, одержано узагальнюючу форму коефіцієнта гідравлічного тертя кільцевих низхідних потоків в режимах слабкої та сильної взаємодії фаз.

7. Сформульовано концепцію механізму процесу кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до висококонцентрованих киплячих плівок розчинів, як результат циклічного процесу накопичення надлишкової концентрації на міжфазній поверхні і, відповідно, циклічного зростання фізико-хімічної температурної депресії, та її циклічного вирівнювання під час проходження великих, а у випадку висококонцентрованих розчинів – напливних хвиль.
8. Розроблені та реалізовані науково-методологічні засади експериментального дослідження інтенсивності тепловіддачі та гідравлічного опору в кільцевих низхідних двофазних потоках насичених цукрових розчинів, штучно сформованих автономним введенням компонентів фаз в кип'ятильний канал за довільної зміни температурного напору в режимах випаровування з міжфазної поверхні та поверхневого кипіння в області незначних тисків (до 0,8 бар) та розрідження до 0,84 бар.
9. Встановлено явище часткового пригнічення фізико-хімічної температурної депресії під час обтікання поверхні киплячої плівки цукрового розчину паром, температура якої відповідає тиску насичення над поверхнею плівки, пропорційно швидкості пари.
10. Запропонована нова кореляція для узагальнення експериментальних даних з тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків під час пароутворення та отримано на її основі універсальне емпіричне співвідношення для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі до плівок розчинів в трубах випарних апаратів довільної довжини діаметрами від 20 до 34 мм як в режимі випаровування з міжфазної поверхні із супутнім паровим потоком, так і за умови бульбашкового кипіння розчинів концентрацією до 75%, включаючи область розрідження до 0,84 бар.
11. Набуло подальшого розвитку вирішення питання щодо параметру переходу від режиму випаровування з міжфазної поверхні плівки до кипіння в низхідних паро-рідинних потоках розчинів.

Практичне значення отдержаних результатів

Отримані теоретичні та експериментальні результати досліджень процесів перенесення теплоти та імпульсу в стікаючих плівках з розвинутою структурою великих хвиль є теоретичною базою аналізу теплогідродинамічних процесів в низхідних кільцевих паро-та газо-рідинних потоках, що протікають в теплотехнологічному обладнанні як підприємств харчової, так і хімічної та нафтопереробної галузей.

Отримане співвідношення для інженерних розрахунків інтенсивності тепловіддачі до плівок розчинів в трубах випарних апаратів є універсальним рівнянням, яке справедливе для всіх режимів руху низхідних кільцевих паро-рідинних потоків, що мають місце при концентруванні розчинів в трубах плівкових випарних апаратів як в режимі випаровування з міжфазної поверхні із супутнім паровим потоком, так і в умовах бульбашкового кипіння під незначним тиском (до 0,8 бар) та розрідженням до 0,85 бар для розчинів концентрацією до 75% в трубах довільної довжини діаметрами від 20 до 34 мм в діапазоні зміни щільності зрошення $0,05 \dots 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, швидкості пари до 45 м/с, теплового потоку до $60 \text{ кВт}/\text{м}^2$ (досліджений діапазон).

Отримані теоретичні та експериментальні результати з кризових режимів погіршення тепловіддачі до густих висококонцентрованих (вище 75%) цукрових плівок розчинів дозволяють як спрогнозувати зазначені режими, так і оптимізувати параметри рециркуляції сиропу в плівкових випарних апаратах, як превентивного заходу від перекоцентрування сиропу в окремих трубах в умовах нерівномірного зрошення трубної дошки.

ANNOTATION

Petrenko V.P. The heat-hydrodynamic processes in the down flowing annular two-phase streams-liquid flow of solutions with the developed wave structure during vaporization. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Dissertation for obtaining a scientific degree of Doctor of Technical Sciences in specialty 05.14.06 "Technical thermophysics and industrial heat and power engineering". – National University of Food Technologies, Kyiv, 2019.

In the dissertation work the results of the complex research of the heat-hydrodynamic processes occurring in the down flowing annular flows of solutions of films during vaporization are presented. The analysis of heat-hydrodynamic processes is performed within the framework of the proposed physical model of film flow with the developed wave structure, in which the low-frequency large waves rolled along the surface of the film, which, at high viscosity, have the form of influxes, and between them the capillary high-frequency waves run through. This model corresponds both to the data of visual observations and to the results of physical experiments on the structure of film streams in long vertical channels. Due to the presence of a powerful central swirl of a large wave, its movement along the surface is accompanied by periodic mixing of the liquid, penetration into the peripheral part of the liquid from the interphase surface, deformation of the profiles of velocity and temperature, and in the case of concentration of solutions – alignment of concentration in thickness. In the period between passage of large waves there is a cyclic process of relaxation of the temperature field and velocity.

The processes of transfer in the pause between passing large waves are conditionally divided into 2 periods depending on the state of speed: 1 – with undeveloped profile; 2 – with a developed parabolic profile. The first regime prevails in the case of low-viscosity liquid flow with considerable expenditures, the second - when moving a viscous liquid with small Re numbers. The temperature field in the first period ($\xi_m \geq \xi \geq 0$) for the laminar motion of the film is given by a solution of the equation

$$\frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{4}{Pe} \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2} \quad (1)$$

the solution of which under boundary conditions $\theta(0,0)=0$, $\theta(0,\xi)=1$; $\theta(1,\xi)=0$, $\frac{\partial\theta(\infty,\xi)}{\partial\eta}=0$ looks like

$$\theta(\eta,\xi) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4}\sqrt{\frac{Pe}{\xi}}\right). \quad (2)$$

In the second period ($\infty \geq \xi \geq \xi_m$), which is characterized by a developed parabolic velocity profile in the film, the temperature field is determined by the equation

$$\frac{g\delta^3}{2va}(2\eta - \eta^2)\frac{\partial\theta(\eta,\xi)}{\partial\xi} = \frac{\partial^2\theta(\eta,\xi)}{\partial\eta^2}. \quad (3)$$

Approximate, by the Targa-Slezkin method, the solution (3) for free film flow under boundary conditions, $\eta=0, \theta=1$; $\eta=1, \theta=0$, and the initial temperature distribution

$$\theta(\eta, \xi_m) = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe}\xi_m\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1, \text{ given as}$$

$$\theta(\eta, \xi) = \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe}\xi_m\right) - \frac{25}{7}\right] \exp\left(\frac{320}{7Pe}(\xi_m - \xi)\right) (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (4)$$

The separation of periods is defined as a condition

$$\xi_m = 0,0223 Pe. \quad (5)$$

In the presence of a shear stress on the interphase surface, the temperature field in the region ($\infty \geq \xi \geq \xi_m$) is found from the equation

$$\left[\left(\frac{\tau_i}{v\rho\delta} + \frac{g}{v}\right)\eta - \frac{g}{2v}\eta^2\right]\delta^3 \frac{\partial\theta(\eta,\xi)}{\partial\xi} = a \frac{\partial^2\theta(\eta,\xi)}{\partial\eta^2} \quad (6)$$

the solution of which has the form

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{(16\rho g\delta + 25\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g\delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left[\frac{\xi_m - \xi}{R}\right] (\eta^2 - \eta) - \eta + 1, \quad (7)$$

$$\text{where } D = \frac{Pe}{80} \frac{25\tau_i + 16\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta}; \quad R = \frac{(7\rho g\delta + 10\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g\delta)} \frac{Pe}{160}; \quad R_1 = \frac{\tau_i + \frac{3}{4}\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta}.$$

The separation of periods is given by an expression $\xi_m = D \ln\left(\frac{Pe}{8D}\right)$ that, in the absence of interphase shear stress ($\tau_i = 0$), transforms into (5), and (7) into – (4). Average heat fluxes at sites $(\xi_m - \xi_o)$ and $(\xi_v - \xi_m)$

$$q_{1cp} = \frac{1}{\xi_m - \xi_o} \int_{\xi_o}^{\xi_m} q_1(\xi)_{\eta=0} d\xi = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta \sqrt{\pi} (\xi_m - \xi_o)} \left(\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe} \right),$$

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda (t_{cm} - t_i)}{\delta (\xi_v - \xi_m)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\}. \quad (8)$$

On condition $q_{cp} = \frac{q_{1cp}(\xi_m - \xi_o) + q_{2cp}(\xi_v - \xi_m)}{\xi_v - \xi_o}$, the expression for the coefficient of heat

transfer takes the form

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta (\xi_v - \xi_o)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe} \right) + \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\}, \quad (9)$$

where $\xi_v - \xi_o = \frac{\lambda_{ex}}{\delta}$.

In the turbulent mode of motion, the temperature field is found from the equation

$$u_i \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (a + a_t) \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (10)$$

Taking into account the periodic strong perturbation of a film by a wave shaft it is assumed that turbulence is also generated by pulse during the cyclic passage of a large wave, with subsequent its damping in the period between the passage of large waves. Under these conditions the turbulence distribution function is presented in the form

$$\frac{v_t}{v} = 4\varepsilon_m (\eta - \eta^2), \quad (11)$$

as a modification of the corresponding expression of M.D.Millionschikov, with a correlation function ε_m . From (10, 11) we obtain an expression for the temperature field in the period between the passage of large waves for the turbulent motion of the film

$$\begin{aligned} \theta(\xi, \eta) = & \frac{Pe}{32} \left[\frac{\theta_{av.m} - \frac{1}{2}}{S} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \ln\left(\frac{1}{1 + 4\varepsilon_m Pr \eta - 4\varepsilon_m Pr \eta^2}\right) + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m Pr \eta}{H}\right)}{\text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} + \frac{1}{2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{where } S = \frac{Pe}{16} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right]; B = \frac{Pe}{4} \left[\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} - \frac{1}{4H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \left(\frac{1}{\varepsilon_m Pr} + 2 \right) \right];$$

$$\theta_{av} = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{\exp\left(\frac{\xi_m}{B}\right)}{B} \left[\frac{1}{4\varepsilon_m Pr} - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{4\varepsilon_m Pr H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) - \frac{1}{4H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right]; H = \sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}$$

Expression for ξ_m : $\xi_m = B \ln \frac{-8BH}{Pe \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)}$, ($B < 0$).

Similarly to the previous calculations from (12) we obtain an expression for the heat transfer coefficient

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta (\xi_v - \xi_m) (\varepsilon_m^2 Pr^2 - H^2)} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\theta_{av.m} H^2 - \theta_{av.m} \varepsilon_m^2 Pr^2 - \frac{H^2}{2} + \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{2} \right] \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_v - \xi_m}{S}\right) \right] - \frac{\varepsilon_m Pr H (\xi_v - \xi_m)}{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right\} \quad (13)$$

The type of function ε_m is obtained by comparing the calculated, by the ratio (13) of the heat transfer coefficients with the data of experimental studies of heat transfer to saturated turbulent and laminar films of liquids in the mode of evaporation from the interphase surface at free flow

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}^{0,95} \left(\frac{v_o}{v}\right)^{0,45} \left[1 - \exp\left(-\frac{\operatorname{Re}^2}{80000}\right) \right] \quad \text{at } \operatorname{Re} \leq 2060 \quad (14)$$

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}^{0,95} \left(\frac{v_o}{v}\right)^{0,45} \left[1 - \exp\left(-\frac{\operatorname{Re}^2}{80000}\right) \right] + 0,4 \cdot 10^{-3} \exp\left[\frac{1}{0,63} \left(1 - \frac{v}{v_o}\right)\right] (\operatorname{Re} - 2060)^{0,83}$$

In the presence of a shear stress on the interphase surface $\varepsilon_m = \varepsilon_{mo} E_u$, ε_{mo} – corresponds to the expression (14)

$$E_u = -0,8 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5\right)^2 + 0,08 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5\right) + 1,24 \quad \text{at } u_2 \leq 14$$

$$E_u = 1,124 - 72 \left[We_2^{0,2} - \left(\frac{\rho_2 14^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}}\right)^{0,2} \right]^{0,7} \operatorname{Re}^{-0,6} \left(\frac{v}{v_o}\right)^{0,6} \quad \text{at } u_2 \geq 14$$

Physical modeling was performed on the experimental channel from a pipe 22 x 1 mm in diameter and 1.8 m in length, from a steel X18H10T, which is divided into 1.3 m stabilization sites and a test site with a length of 0.5 m with the artificial formation of a two-phase flow structure under independent feed conditions phase out, temperature pressure and dilution values in separate chambers. The database is supplemented with the results of Ardshev's research, obtained on the experimental installation, which simulated the real heat-hydrodynamic processes occurring in the film evaporation apparatus. The installation consisted of a vertical pipe of stainless steel X18H10T length of 9 m and internal diameter of 30 mm, divided into 20 sections of length 440 mm for collecting condensate from selected sections of the pipe and determination, on the basis of the collected condensate, distribution of heat flow along the length of the pipe.

For engineering calculations, the theoretical dependence (13) is approximated by a multiplier polynomial with factors K_w , K_{boil} and K_{Ld} , which characterizes the influence of the velocity of the steam core, surface boiling and the geometry of the channel (length and diameter) on the intensity of heat transfer

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 \operatorname{Re}^{-1/3} (0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} Pr^{-0,2}) K_w K_{boil} K_{Ld}, \quad (15)$$

$$\text{where } K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2}; \quad K_{boil} = 1 + 0,4 \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\Delta t_{min}} \right)^{1,2}; \quad \Delta t_{min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{fc};$$

$$K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{v}{v_o + v} \right) \left[1 - \exp(-0,05 L^3) \right] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)}, \quad d_o = 0,02 m.$$

A universal equation for determining the coefficient of phase friction ξ in steam-water and steam-syrup streams in low and strong interaction modes under slight pressure and dilution in a pipe with a diameter of 20 mm, as well as for air-water flows in pipes with diameters of 13, 25, 34, 50 mm on the basis of other authors

$$\xi = \xi_1 + \frac{627(d_o/d)}{Fr_2^{1,26} \left\{ \exp \left[\frac{1}{1,25 \cdot 10^{-2} K_\delta^{1,5} (Fr - H^{1,1} \sqrt{d/d_o})} \right] - 1 \right\}}, \quad (16)$$

where $\xi_1 = \xi_c + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_\delta$ – the coefficient of hydraulic friction for the first zone – a mode of weak interaction; $\xi_c = \frac{0,316}{Re_2^{0,25}}$ – coefficient of hydraulic friction on a dry wall;

$$K_\delta = \sqrt[6]{\frac{\Gamma_v^3 \nu}{g^2}} \sqrt{\frac{g \rho}{\sigma}}; \quad H = \sqrt{\frac{\rho \sigma}{g d^2 \rho_2^2}}; \quad Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d}; \quad d_o = 0,013 \text{ m}.$$

The process of crisis deterioration of the heat transfer intensity to highly concentrated films of solutions during vapor formation is simulated as the process of cyclic accumulation of excess concentration on the interphase surface and, consequently, the cyclic growth of physical-chemical temperature depression in the period between passage of large waves pause, and its cyclic alignment during the passage of large influent waves.

Scientific novelty of the obtained results

For the first time:

1. A new concept of the heat transfer mechanism for down flowing films with a developed wave structure, as a process of cyclic perturbation of the temperature field with large waves with a characteristic frequency of their passage, is formulated.
2. The physical model of heat transfer to the flowing over the vertical surface of films with the developed wave structure is proposed, in which the degree of deformation of the temperature profile is determined by the power of cyclic wave excitation, and the stabilization of the temperature and hydrodynamic fields during the pause of passage of large waves, the frequency of passing of large waves.
3. The physical and mathematical model of transfer processes for film laminar flows of viscous liquids with a developed wave structure is implemented, which relates the wave characteristics of the film flow to the processes of heat exchange, both for free flow and in the presence of a concomitant steam flow.

4. A physical model of turbulence in flowing films cyclically disturbed by large low-frequency waves is proposed, in which the penetration of turbulent fluctuations into the wall laminar layer is postulated due to the effect of a powerful central vortex during the passage of a large wave.
5. The physical and mathematical model of transfer processes for film turbulent currents with the developed wave structure is realized on the basis of the proposed model of turbulence for both free drainage and the presence of a concomitant steam flow.
6. The regularities of the hydraulic interaction of the steam core with the down flowing film of sugar solutions are established, the generalized form of the coefficient of hydraulic friction of down flowing annular flows in the modes of weak and strong phase interaction is given.
7. The concept of the mechanism of the process of crisis deterioration of heat transfer to the highly concentrated boiling solutions is formulated as a result of the cyclic process of accumulation of excess concentration on the interphase surface and, consequently, the cyclic growth of the physical and chemical temperature depression, and its cyclic alignment during the passage of large, and in the case highly concentrated solutions - flowing waves.
8. The scientific and methodological principles of the experimental study of the heat transfer and the hydraulic resistance in the down flowing annular two-phase streams-liquid flow of saturated sugar solutions artificially formed by the autonomous introduction of phase components into the boiler channel at an arbitrary change in the temperature pressure in the modes of evaporation from the interphase surface and surface boiling are developed and implemented in the field of minor pressures and rarefaction to 0.85 bar.
9. The phenomenon of partial suppression of physical-chemical temperature depression during the flow of a surface of a boiling film of a sugar solution with a steam, the temperature of which corresponds to saturation pressure above the film surface, is established, in proportion to the vapor velocity.
10. A new correlation of the generalization of experimental data on heat transfer to the down flowing annular streams during evaporation is proposed and a universal empirical

correlation for calculating heat transfer coefficients to solution films in tubes of evaporators of arbitrary length with diameters from 20 to 34 mm is obtained based on the evaporation from interfacial surface with the co-current steam flow, and provided that the bubble boils up to 75% concentration of solutions, including the area of rarefaction up to 0,85 bar.

11. The solution of the transition parameter from the evaporation mode from the interphase surface of the film to the boiling point in the down flowing annular streams of solutions has become further developed.

The practical value of work

The theoretical principles of the transfer of heat and momentum in flowing films with a developed structure of large waves, where transfer processes are related to the wave characteristics of the film flow, are developed, the theoretical basis of the analysis of the heat-hydrodynamic processes in the down flowing annular steam and gas-liquid flows flowing in the heat-engineering equipment enterprises of food, chemical and other industries.

Experimental results on heat transfer and hydrodynamics in the down flowing annular flows of solutions obtained in conditions of artificial formation of phase flows and heat flow complement the array of heat transfer data in boiling channels of film evaporators with different geometric configurations of heat exchange tubes and confirm the theoretical positions regarding the transfer mechanism in the down flowing annular streams during vaporization.

The obtained correlation for engineering calculations of the heat transfer to the films of solutions in the evaporator tubes is a universal equation that is valid for all modes of the the down flowing annular vapor fluid streams implemented during the concentration of solutions in the tubes of film evaporating apparatus, as in the mode of evaporation from the interphase surface with the co-current steam flow, and in conditions of bubble boiling under a slight pressure (to 0,8 bar) and rarefaction to 0,85 bar for solutions with a concentration of up to 75%. in pipes with different geometric configurations.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Petrenko Valentyn. Heat transfer modeling in down-flowing films / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko. – Saarbrucken, Deutschland / Germany : LAP LAMBERT Academic Publising. – ISBN:978-3-330-002.34-0. – 2016. – 49 p.
2. Василенко С.М. Турбулентне перенесення в плівках рідини двофазних кільцевих течій / С.М.Василенко, А.В.Форсюк, В.П.Петренко, М.О.Прядко // Наукові праці УДУХТ. – 2000. – №8. – С. 56 – 59.
3. Петренко В.П. Вплив нерівномірності розподілу в'язкості на гідродинамічні параметри гравітаційно стікаючої ламінарної плівки / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М.Рябчук // Наукові праці НУХТ. – 2009. – №29. – С. 63– 66.
4. Петренко В.П. Параметри ламінарних гравітаційно стікаючих плівок рідини на ділянці гідродинамічної стабілізації / В.П.Петренко // Наукові праці НУХТ. – 2009. – №29. – С. 66–70.
5. Петренко В.П. Моделювання нестационарних процесів нагрівання та випаровування в ламінарних стікаючих плівках рідини / В.П.Петренко // Наукові праці НУХТ. – 2010. – №32. – С. 21–23.
6. Петренко В.П. Про граничні режими тепловіддачі до висококонцентрованих плівок цукрових розчинів при випаровуванні з вільної поверхні / В.П.Петренко, О.М.Рябчук // Цукор України. – 2012. – №3. – С. 21–24.
7. Петренко В.П. Теплообмен в испарительных каналах пленочных выпарных аппаратов / В.П. Петренко, О.М Рябчук // Сахар. (Россия) – 2013. – № 7. – С. 39–44.
8. Петренко В.П. Ефективність застосування плівкових випарних апаратів та розрахунок інтенсивності тепловіддачі до киплячих цукрових розчинів в них / В.П. Петренко, М.О.Прядко, О.М. Рябчук // Цукор України. – 2013. – № 6(90). – С. 21–25.

9. Петренко В.П. Міжфазне тертя на поверхні пристінної плівки води та киплячих цукрових розчинів в режимі стікання по вертикальній поверхні / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М.Рябчук // Цукор України. – 2013. – № 7-8(91-92). – С. 21–24.
10. Петренко В.П. Режимы ухудшенной теплоотдачи в пленочных выпарных аппаратах / В.П.Петренко, А.Н. Рябчук // Сахар (Россия). – 2014. – №8. – С. 40–47.
11. Петренко В.П. Режимы погіршеної тепловіддачі в плівкових випарних апаратах / В.П. Петренко, О.М. Рябчук, В.І. Бурлака // Цукор України. –2014. – №9(105). – С. 27 – 34.
12. Петренко В.П. Теплообмін в процесах кипіння та випаровування з вільної поверхні плівок цукрових розчинів в низхідних кільцевих потоках / В. П. Петренко, О. М. Рябчук, М.М.Мирошник // Харчова промисловість. – 2015. – №18. – С. 124–131.
13. Петренко В.П. Моделювання теплогідродинамічних процесів в киплячих низхідних кільцевих потоках цукрових розчинів / В.П.Петренко, О.М.Рябчук, О.Ю.Пилипенко, М.М.Мирошник // Цукор України. – 2015. – № 8(116). – С. 20 – 25.
14. Petrenko V. Heat transfer to down flowing films with Evaporation from the interface / Valentyn Petrenko, Mykola Pryadko, Yaroslav Zasyadko, Oleksandr Rjabchuk // International Journal of Science Invention (IJESI). – 2016. –Vol 5. – Issue 6. – p. 36 – 43.
15. Petrenko V. Heat transfer modeling in down-flowing laminar films with the developed wavy structure with co-current steam flow / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2016. – Vol 15. – Issue 3. – p. 203 – 215.
16. Петренко В.П. Товщина плівки в низхідних кільцевих потоках з міжфазною взаємодією / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М.Рябчук // Праці НУХТ. – 2016. – т.22. – № 3. – С. 162–173.

17. Petrenko V. Modeling of heat transfer in free down flowing laminar liquid films with development wavy structure at the regime of evaporation from the interface / Valentyn Petrenko, Mykola Pryadko, Yaroslav Zasyadko, Mariya Miroshnyk // Ukrainian Food Journal. – 2016. – Volume 5. – Issue 1. – p. 162 – 173.
18. Petrenko V. Heat transfer in down-flowing turbulent evaporating liquid films with developed wavy structure and co-current steam flow / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2016. – Vol 15. – Issue 4. – p. 284 – 298.
19. Петренко В.П. Тепловіддача при випаровувальному концентруванні розчинів у вертикальних низхідних кільцевих потоках / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М.Рябчук, О.В.Глоба // Наукові праці НУХТ. – 2018. – том 24. – №1. – С. 154–166.
20. Petrenko V. Heat Transfer at evaporativ concentration of down flowing in vertical pipes solutions in annular regimes / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2018. – Vol 17. – Issue 1. – p. 9 – 19.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

21. Петренко В.П. Про довжину ділянки стабілізації ламінарних плівок: матеріали ІХ міжнародної науково-технічної конференції “Нові технології та технічні рішення в харчовій та переробній промисловості: сьогодення і перспективи”, 17 – 19 жовтня 2005 р./ М-во освіти і науки України. – К.: НУХТ ч.2, 2005 – С.53 – 54.
22. Riabchuk O. Petrenko V. Heat Transfer to the falling viscous films of sugar solutions. Ethe Second North and East European Congress on Food «NEEFood-2013», 26-29 May 2013: Book of Abstracts - St. Kyiv, 2013. – P. 59.
23. Петренко В.П., Рябчук О.М. Моделювання теплообміну в густих ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою в режимі випаровування з міжфазної поверхні: зб.наук.праць за матеріалами ІХ міжнародної конференції “Проблемы промышленной теплотехники.”, 20-23 жовтня 2015 р. / АН України, ІТТФ. – К.: НУХТ, 2015– Режим доступу:
http://nuft.edu.ua/actual/55d2e34820576/files/Progr_rus_20152.pdf.

24. Petrenko V., Riabchuk O. Modeling of heat transfer in films with developed wave structure in the mode of evaporation from interfacial surface. 8th Central European Congress on Food 2016 - Food Science for Well-being (CEFood 2016), , 2016: Book of Abstracts. –23 - 26 May 2016. – K.:NUFT, 2016. – P. 179.
25. Петренко В.П., Рябчук О.М., Мирошник М.М. Моделювання теплообміну у вільно стікаючих ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою в режимі випаровування з вільної поверхні: зб.наук.праць за матеріалами X міжнародної конференції “Проблемы промышленной теплотехники” 23 - 26 травня 2017 р. / АН України, ІТТФ. – К.: НУХТ, 2017– Режим доступу: http://ittf.kiev.ua/wp-content/uploads/2017/06/s1_tezi1.pdf.
26. Петренко В.П., Прядко М.О., Рябчук О.М. Моделювання теплообміну в стікаючих ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою із супутним паровим потоком: зб.наук.праць за матеріалами X міжнародної конференції “Проблемы промышленной теплотехники” 23 - 26 травня 2017 р. / АН України, ІТТФ. – К.: НУХТ, 2017 – Режим доступу: http://ittf.kiev.ua/wp-content/uploads/2017/06/s1_tezi2.pdf.
27. Петренко В.П.,Прядко М.О. Вплив рециркуляції на технологічні характеристики плівкових випарних апаратів: зб. наук. праць за матеріалами міжнародної науково-технічної конференції “ Перспективи розвитку цукрової промисловості України”. 27 –28 березня 2018 р./ М-во освіти і науки України. – К.: НУХТ, 2018 – С. 48 – 55.

ЗМІСТ

Анотація	2
Перелік умовних позначень, символів, одиниць, скорочень і термінів	30
ВСТУП	34
РОЗДІЛ 1. ГІДРОДИНАМІЧНА СТРУКТУРА ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЙ НА ВЕРТИКАЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ	42
1.1. Початок розвитку хвиль на поверхні стікаючої плівки	42
1.2. Теоретичний аналіз процесів хвилеутворення на поверхні вертикально стікаючих рідких плівок	44
1.2.1. Розвиток хвильової структури в рамках лінійної теорії хвилеутворення	44
1.2.2. Розвиток хвильової структури в рамках нелінійної теорії хвилеутворення	47
1.2.3. Вплив теплофізичних властивостей рідини на хвилеутворення на поверхні стікаючих плівок	54
1.3. Експериментальні результати досліджень розвитку хвильової структури на поверхні стікаючих плівок	56
1.3.1. Параметри великих хвиль	59
1.3.1.1 Характеристики великих хвиль за умови вільного стікання плівки по вертикальній поверхні	59
1.3.1.2. Характеристики великих хвиль на поверхні плівок за наявності супутнього парового (газового) потоку	61
1.3.2. Розподілення рідини між хвилями та неперервним прошарком плівки	64
1.4. Гідродинамічна взаємодія плівки з ядром потоку	65
1.4.1. Середня товщина плівки за наявності дотичної напруги на міжфазній поверхні	65
1.4.2. Міжфазна гідравлічна взаємодія плівки та парового ядра	68
1.4.3. Краплинний масообмін між поверхнею плівки та ядром потоку	72
1.5. Неусталений рух плівки по вертикальній поверхні, довжина ділянки гідродинамічної стабілізації	75
1.6. Моделі турбулентності плівкових течій	81

Висновки до розділу 1	88
РОЗДІЛ 2. ТЕПЛООБМІН В ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЯХ ПІД ЧАС ПАРОУТВОРЕННЯ	91
2.1. Теплообмін в плівкових течіях на ділянці розвитку теплового граничного шару	91
2.1.1. Емпіричні співвідношення з теплообміну в плівках на ділянці розвитку теплового граничного шару	97
2.2. Теплообмін в плівках на ділянці розвинутого теплового граничного шару під час пароутворення	99
2.2.1. Емпіричні співвідношення з тепловіддачі до плівок під час пароутворення на ділянці розвинутого теплового граничного шару	105
2.2.1.1. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до вільно-стікаючих плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні	106
2.2.1.2. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до стікаючих плівок рідини в режимі випаровування з міжфазної поверхні при наявності супутнього парового потоку	109
2.2.1.3. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до стікаючих плівок в режимі поверхневого кипіння	111
2.2.1.4. Кризові явища, мінімальна щільність зрошення, режим погіршеної тепловіддачі до плівок	116
Висновки до розділу 2	122
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ УСТАНОВКИ. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ОБРОБКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ	125
3.1. Експериментальна установка	125
3.1.1. Опис експериментальної установки.	125
3.2. Методика проведення досліджень та обробка дослідних даних	136
Висновки до розділу 3	140
РОЗДІЛ 4. АНАЛІЗ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ НА ОСНОВІ СПРОЩЕНОЇ МОДЕЛІ ЕКВІВАЛЕНТНОЇ ПЛОСКОЇ	

ПЛІВКИ	141
4.1. Моделювання процесів перенесення теплоти в стікаючих плівках	141
4.1.2. Моделювання процесів перенесення імпульсу в стікаючих плівках	143
4.1.3. Моделювання перерозподілу потоків рідини між хвилями та неперервним прошарком	146
4.1.4. Середня товщина еквівалентної пласкої плівки	156
4.1.5. Результати моделювання процесів теплообміну в стікаючих плівках	159
4.2. Результати досліджень гідравлічного опору кільцевих низхідних паро-рідинних потоків води та цукрових розчинів	163
Висновки до розділу 4	168
РОЗДІЛ 5. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОГІДРОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ В СТИКАЮЧИХ ПЛІВКАХ НА ОСНОВІ МОДЕЛІ ЦИКЛІЧНОГО ЗБУРЕННЯ ПЛІВКИ ВЕЛИКИМИ ХВИЛЯМИ	170
5.1. Моделювання процесів перенесення теплоти в ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою за вільного стікання по вертикальній поверхні під час пароутворення	170
5.1.1. Моделювання процесів перенесення теплоти в плівці на ділянці формування гідродинамічної структури	172
5.1.2. Довжина гідродинамічної стабілізації плівки після проходження великих хвиль	178
5.1.3. Моделювання процесів перенесення теплоти в ламінарних плівках під час вільного стікання плівки на ділянці сформованого профіля швидкості	185
5.1.3.1 Тепловий потік на стінці в ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою під час вільного стікання; інтенсивність тепловіддачі в режимі випаровування з міжфазної поверхні	192
5.2. Моделювання процесів перенесення в плівках з розвинутою структурою великих хвиль із супутнім паровим потоком	199
5.2.1. Моделювання температурного поля в ламінарних плівках з розвинутою структурою великих хвиль із супутнім паровим потоком	199
5.2.2. Тепловий потік на стінці в ламінарних плівках з розвинутою	

хвильовою структурою із супутнім паровим потоком; інтенсивність тепловіддачі в режимі випаровування з міжфазної поверхні	209
5.3. Моделювання процесів перенесення в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою в режимі випаровування з міжфазної поверхні.	212
5.3.1. Моделювання температурного поля в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою	212
5.3.2. Тепловий потік на стінці за вільного стікання турбулентної плівки, інтенсивність тепловіддачі	223
5.4. Моделювання процесів перенесення в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою із супутнім паровим потоком	228
Висновки до розділу 5.	231
РОЗДІЛ 6. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОЦЕСІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ ДО НИЗХІДНИХ КІЛЬЦЕВИХ ПОТОКІВ РОЗЧИНІВ ПІД ЧАС ПАРОУТВОРЕННЯ.	
ІНЖЕНЕРНІ АПРОКСИМАЦІЇ	233
6.1. Результати експериментальних досліджень процесів теплообміну в плівках в режимі випаровування з міжфазної поверхні	233
6.1.1. Вплив щільності зрошення на інтенсивність тепловіддачі до плівок води та розчинів, що випаровуються	234
6.1.2. Вплив швидкості пари на інтенсивність тепловіддачі до плівок розчинів під час випаровування	235
6.2. Особливості впливу фізико-хімічної температурної депресії на тепловіддачу під час концентрування густих розчинів за наявності супутнього потоку пари	241
6.3. Тепловіддача до стікаючих плівок за умови наявності поверхневого кипіння	244
6.4. Вплив геометричних параметрів на інтенсивність тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок води та розчинів	248
Висновки до розділу 6.	252

РОЗДІЛ №7. МОДЕЛЮВАННЯ ГРАНИЧНИХ РЕЖИМІВ ТЕПЛООБМІНУ ДО ВИСОКОКОНЦЕНТРОВАНИХ ПЛІВОК В РЕЖИМІ ВИПАРОВУВАННЯ З МІЖФАЗНОЇ ПОВЕРХНІ	255
7.1. Критична концентрація сиропу	255
7.2 Моделювання концентраційного поля в густих плівках в режимі випаровування з міжфазної поверхні	259
7.3. Вплив перерозподілу концентрації в стікаючій по вертикальній поверхні плівці розчину під час випаровування на гідродинамічну структуру плівки	265
7.4. Вплив нерівномірності розподілу концентрації в плівці з розвинутою хвильовою структурою на теплообміну під час пароутворення	272
Висновки до розділу 7	280
Загальні висновки	282
Список використаних джерел	286
Додатки	308
Додаток №1. Ймовірні похибки основних і допоміжних величин	308
Додаток №2. Приклади розрахунку плівкових випарних апаратів по осередненим параметрам	312
Додаток №3. Вплив рециркуляції сиропів на теплові робочі характеристики плівкових випарних апаратів	327
Додаток №4. Розрахунок енергетичної та економічної ефективності від заміни випарних апаратів Роберта на плівкові на випарній установці цукрового заводу	333
Додаток №5. Акти впровадження матеріалів дисертаційної роботи	350

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

y – нормальна до поверхні теплообміну координата, m ;

x – повздовжня координата, m ;

δ – товщина плівки, m ;

L – довжина, m ;

d – діаметр, m ;

f_{ex} – частота великих хвиль, $гц$;

λ_{ex} – довжина великих хвиль, m ;

A – амплітуда хвиль, m ;

c – фазова швидкість поверхневих хвиль, m/c ;

$\eta = \frac{y}{\delta}$ – безрозмірна поперечна координата;

$\xi = \frac{x}{\delta}$ – безрозмірна повздовжня координата;

t – температура, $^{\circ}C$;

t_{sat} – температура насичення, $^{\circ}C$;

$\theta(\eta, \xi) = \frac{t(\eta, \xi) - t_i(\xi)}{t_{cm} - t_i(\xi)}$ – безрозмірна температура;

q – тепловий потік, $\frac{Вт}{m^2}$;

λ – теплопровідність, $\frac{Вт}{m \cdot K}$;

a – температуропровідність, $\frac{m^2}{c}$;

a_i – турбулентна температуропровідність, $\frac{m^2}{c}$;

μ – динамічна в'язкість, $Па \cdot c$;

ν – кінематична в'язкість, $\frac{m^2}{c}$;

ν_i – турбулентна кінематична в'язкість, $\frac{m^2}{c}$;

C_p – теплоємність, $\frac{Дж}{кг \cdot К}$;

σ – поверхневий натяг, $\frac{Н}{м}$;

ρ – густина, $\frac{кг}{м^3}$;

j – масовий потік, $\frac{кг}{м^2 \cdot с}$;

P – тиск, $Па$;

r – теплота фазового перетворення, $\frac{Дж}{кг}$;

g – прискорення вільного падіння, $\frac{м}{с^2}$;

u – повздовжня швидкість, $\frac{м}{с}$;

w – нормальна до поверхні теплообміну швидкість, $\frac{м}{с}$;

ξ – коефіцієнт гідравлічного тертя;

τ – дотична напруга, $Па$; час, $с$;

$\delta^* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_2)}}$ – капілярна постійна, характерний лінійний розмір, $м$;

α – коефіцієнт тепловіддачі, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

$u^* = \sqrt{\frac{\tau_{cm}}{\rho}}$ – динамічна швидкість, $\frac{м}{с}$;

$y^+ = \frac{y u^*}{\nu}$ – безрозмірна поперечна координата;

$\delta^+ = \frac{\delta u^*}{\nu}$ – безрозмірна товщина плівки;

$\delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{\nu}$ – безрозмірна товщина неперервного шару;

$\tau_i^* = \frac{\tau_i}{\left[\rho g \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} \right]}$ – безрозмірна дотична напруга на міжфазній поверхні;

Γ – масова щільність зрошення, $\frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}$;

Γ_v – об’ємна щільність зрошення, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$;

D – коефіцієнт дифузії, $\frac{\text{м}}{\text{с}}$;

C – масова концентрація в частках від одиниці;

$Re = \frac{4 \Gamma_v}{\nu} = \frac{4 \bar{u} \delta}{\nu}$ – число Рейнольдса для плівки;

$Re_2 = \frac{u_2 d}{\nu_2}$ – число Рейнольдса для парового ядра;

$Re^* = \frac{q4\delta}{r\rho_2\nu}$ – число Рейнольдса при випаровуванні;

$Pe = \frac{4 \Gamma_v}{a} = \frac{4 \bar{u} \delta}{a}$ – число Пекле для плівки;

$Ka = \left(\frac{\sigma^3}{\nu^4 \rho^3 g} \right)$ – число Капіці;

$Fr = \frac{u_{cp}^2}{g \delta}$ – число Фруда для плівки;

$Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d}$ – число Фруда для парового потоку;

$We = \frac{u_2^2 \rho d_e}{\sigma}$ – число Вебера;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля;

$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t}$ – турбулентне число Прандтля;

$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}}$ – число Нуссельта;

$Ga = \frac{\sigma^{3/2}}{\rho^{3/2} g^{1/2} \nu^2}$ – число Галлілея;

$K_p = \frac{pl}{\sigma}$ – критерій, який враховує вплив тиску;

$K_w = \frac{q}{r \rho_2 \bar{u}}$ – параметр Стермана;

Індекси:

“*ст*” – на стінці;

“*i*” – на міжфазній поверхні плівки;

“*2*” – відноситься до парової фази;

“*1*” – відноситься до рідкої фази;

“*ср*”, “–” – середнє значення;

“*н*” – відноситься до неперервного шару плівки;

“*л*” – відноситься до ламінарного шару плівки;

“*пл*” – відноситься до плівки;

“*вн*” – відноситься до внутрішньої поверхні труби ;

“*см*” – відноситься до суміші;

“*в*” – відноситься до води;

“*sat*” – відноситься до стану насичення;

“*вх*” – великі хвилі.

ВСТУП

На енергоємних підприємствах цукрового виробництва, внаслідок постійного зростання цін на енергоносії, паливна складова у собівартості цукру коливається в межах 20...30 %. Оскільки витрата енергоносіїв на виробництво цукру залежить від досконалості теплотехнологічних процесів, конкурентноспроможними видаються лише ті підприємства, на яких впроваджені теплотехнологічні схеми з глибоким використанням ВЕР з відповідним для реалізації таких схем обладнанням. Плівкові випарні апарати, завдяки відсутності гідростатичної температурної депресії та малого часу контакту продукту з гарячою поверхнею, найбільше відповідають вимогам створення енергоефективних теплових схем, і, крім цього, дозволяють отримувати харчові концентрати високої якості.

Сучасні підприємства з виробництва цукру постійно реконструюються в напрямку збільшення продуктивності з поетапною заміною випарних апаратів Роберта на плівкові. Така заміна потребує здійснення перевірочних розрахунків випарних установок для конкретизації їх температурного режиму і коректного вибору додаткового теплотехнологічного обладнання, що можливо за наявності адекватних розрахункових співвідношень з теплообміну під час концентрування сиропів. Крім того, надійні співвідношення, які адекватно відтворюють температурний режим під час зміни навантаження та витрати розчину у всьому діапазоні зміни режимних параметрів, потрібні і під час впровадження сучасних інтелектуальних систем управління випарними установками.

Існуючі емпіричні співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків розчинів є переважно результатом узагальнення даних, отриманих на експериментальних стендах, що моделюють випарні апарати, тому рекомендовані співвідношення, внаслідок значних розбіжностей в геометрії експериментальних каналів та умов проведення експериментів дають результати, які до 200% відрізняються між собою і, при цьому, мають значну відмінність у степені впливу окремих факторів на інтенсивність тепловіддачі.

Існуючі теоретичні результати аналізу процесів теплоперенесення в плівках розчинів отримані переважно на основі моделей з еквівалентною пласкою плівкою, або з плівкою вкритою поверхневими капілярними хвилями, які не є адекватними, оскільки не враховують реальний режим руху низхідних плівок у довгих каналах, де основною формою руху є режим з розвинутою хвильовою структурою з великими хвилями, які циклічно прокочуються по поверхні залишкового шару плівки. Тому розроблення науково обгрунтованих адекватних моделей теплообміну під час концентрування розчинів в тонких стікаючих по вертикальній поверхні плівках та отримання на їх основі, та даних експериментальних досліджень адекватних співвідношень для розрахунків теплогідродинамічних параметрів низхідних кільцевих потоків розчинів в процесах концентрування соків та отримання густих сиропів є актуальною задачею.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконувалась згідно плану держбюджетної науково-дослідної тематики кафедри теплоенергетики та холодильної техніки НУХТ “Розроблення наукових основ створення високоефективного тепломасообмінного обладнання для харчової промисловості” (номер державної реєстрації № 0112U002987), та “Математичне моделювання процесів теплообміну у кільцевих низхідних паро-рідинних потоках густих цукрових розчинів під час випаровування” (номер державної реєстрації № 0118U007153).

Мета і завдання досліджень.

Мета роботи – на основі комплексного теоретичного і експериментального досліджень теплогідродинамічних характеристик низхідних кільцевих паро-рідинних потоків розчинів під час пароутворення створити адекватні моделі процесів теплоперенесення, і на їх основі розробити науково обгрунтовану теоретичну базу аналізу теплоперенесення плівкових течій з розвинутою хвильовою структурою та інструментарій розрахунків процесів теплообміну в теплообмінних каналах плівкових випарних апаратів з різною

геометрією труб в широкому діапазоні зміни режимних параметрів, концентрацій розчинів та витрат фаз.

Відповідно до поставленої мети досліджень сформульовані наступні основні завдання:

- провести аналіз сучасного стану теорії гідродинаміки руху плівкових течій, а також процесів хвилеутворення на поверхні плівок;
- провести аналіз сучасного стану теорії теплоперенесення в плівках в низхідних паро-рідинних потоках під час пароутворення;
- виконати математичне моделювання процесів теплоперенесення в ламінарних та турбулентних плівках в режимах випаровування з міжфазної поверхні на основі існуючих, адаптованих до плівкових течій, моделей турбулентності;
- виконати математичне моделювання процесів теплообміну в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках під час пароутворення в умовах періодичного збурення упорядкованої структури плівки великими низькочастотними хвилями;
- виконати математичне моделювання кризових режимів погіршення тепловіддачі при кипінні висококонцентрованих ламінарних плівок розчинів в умовах періодичного збурення плівки великими напливними хвилями;
- дослідити експериментально процеси тепловіддачі до низхідних паро-рідинних кільцевих потоків слабо- та висококонцентрованих розчинів під час пароутворення;
- дослідити експериментально гідродинамічний опір в кільцевих низхідних потоках слабо-та висококонцентрованих розчинів під час пароутворення;
- дослідити експериментально режими погіршеної тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків висококонцентрованих цукрових розчинів під час пароутворення;
- базуючись на результатах теоретичного аналізу та результатах експериментального дослідження процесів теплообміну в низхідних паро-рідинних кільцевих двофазних потоках надати узагальнюючі співвідношення для інженерних розрахунків інтенсивності тепловіддачі до киплячих, вертикально стікаючих плівок слабо- та висококонцентрованих сиропів в діапазоні змін

витрат фаз, характерних для роботи випарних установок цукрового виробництва, а також інших випарних установок харчової галузі.

Об'єкт досліджень – двофазні паро-рідинні низхідні кільцеві потоки розчинів з фазовими перетвореннями.

Предмет дослідження – теплообмін та гідродинаміка плівкових течій розчинів під час концентрування у вертикальних кип'ятильних каналах.

Методи дослідження – математичне моделювання та експериментальне дослідження.

Наукова новизна одержаних результатів

Вперше:

1. Сформульована нова концепція механізму теплоперенесення до стікаючих плівок з розвинутою хвильовою структурою, як процесу циклічного збурення температурного поля великими хвилями з характерною частотою їх проходження та його стабілізації у міжхвильову паузу.
2. Запропонована фізична модель тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок з розвинутою хвильовою структурою, за якої степінь деформації температурного профілю визначається потужністю циклічного хвильового збурення, а стабілізації температурного та гідродинамічного полів під час міжхвильової паузи – частотою проходження великих хвиль.
3. Реалізована фізико-математична модель процесів перенесення для плівкових ламінарних течій в'язких рідин з розвинутою хвильовою структурою, яка пов'язує хвильові характеристики плівкової течії з процесами теплообміну, як за вільного стікання, так і за наявності супутнього парового потоку.
4. Запропонована фізична модель турбулентності в стікаючих плівках, циклічно збурених великими низькочастотними хвилями, в якій постульовано проникнення турбулентних пульсацій в пристінний ламінарний прошарок внаслідок дії потужного центрального вихора під час проходження великої хвилі.
5. Реалізована фізико-математична модель процесів перенесення для плівкових турбулентних течій з розвинутою хвильовою структурою на основі

запропонованої моделі турбулентності як за вільного стікання, так і за наявності супутнього парового потоку.

6. Встановлені закономірності гідравлічної взаємодії парового ядра з низхідною плівкою цукрових розчинів, надано узагальнюючу форму коефіцієнта гідравлічного тертя кільцевих низхідних потоків в режимах слабкої та сильної взаємодії фаз.

7. Сформульована концепція механізму процесу кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до висококонцентрованих киплячих плівок розчинів, як результат циклічного процесу накопичення надлишкової концентрації на міжфазній поверхні і, відповідно, циклічного зростання фізико-хімічної температурної депресії, та її циклічного вирівнювання під час проходження великих, а у випадку висококонцентрованих розчинів – напливних хвиль.

8. Розроблені та реалізовані науково-методологічні засади експериментального дослідження інтенсивності тепловіддачі та гідравлічного опору в кільцевих низхідних двофазних потоках насичених цукрових розчинів, штучно сформованих автономним введенням компонентів фаз в кип'ятильний канал за довільної зміни температурного напору в режимах випаровування з міжфазної поверхні та поверхневого кипіння в області незначних тисків та розрідження до 0,84 бар.

9. Встановлено явище часткового пригнічення фізико-хімічної температурної депресії під час обтікання поверхні киплячої плівки цукрового розчину паром, температура якої відповідає тиску насичення над поверхнею плівки, пропорційно швидкості пари.

10. Запропонована нова кореляція для узагальнення експериментальних даних з тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків під час випаровування та отримано на її основі універсальне емпіричне співвідношення для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі до плівок розчинів в трубах випарних апаратів довільної довжини діаметрами від 20 до 34 мм, як в режимі випаровування з міжфазної поверхні із супутнім паровим потоком, так і за умови бульбашкового кипіння розчинів концентрацією до 75%, включаючи область розрідження до 0,84 бар.

11. Набуло подальшого розвитку вирішення питання щодо параметру переходу від режиму випаровування з міжфазної поверхні плівки до кипіння в низхідних паро-рідинних потоках розчинів.

Практичне значення наукових результатів

Отримані теоретичні та експериментальні результати досліджень процесів перенесення теплоти та імпульсу в стікаючих плівках з розвинутою структурою великих хвиль є теоретичною базою аналізу теплогідродинамічних процесів в низхідних кільцевих паро-та газо-рідинних потоках, що протікають в теплотехнологічному обладнанні як підприємств харчової, так і хімічної та нафтопереробної галузей.

Отримане співвідношення для інженерних розрахунків інтенсивності тепловіддачі до плівок розчинів в трубах випарних апаратів є універсальним рівнянням, яке справедливе для всіх режимів руху низхідних кільцевих паро-рідинних потоків, що реалізуються під час концентрування розчинів в трубах плівкових випарних апаратів, як в режимі випаровування з міжфазної поверхні із супутнім паровим потоком, так і в умовах бульбашкового кипіння під незначним тиском (до 0,8 бар) та розрідженням до 0,85 бар для розчинів концентрацією до 75%. в трубах з різною геометричною конфігурацією. Рекомендоване співвідношення апробоване в діапазоні зміни щільності зрощення $0,05 \dots 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, швидкості пари до 45 м/с, теплового потоку до 60 кВт/м².

Отримані теоретичні та експериментальні результати з кризових режимів погіршення тепловіддачі до густих висококонцентрованих (вище 75%) цукрових плівок розчинів дозволяють як прогнозувати зазначені режими, так і визначати оптимальне співвідношення експлуатаційних режимних параметрів – кратності примусової циркуляції, парового навантаження, та аварійної водної підкачки – як реакції на кризовий режим теплообміну в плівкових випарних апаратах.

Обґрунтованість і достовірність отриманих наукових положень.

підтверджується застосуванням сучасних методів проведення експериментальних

досліджень, засобів вимірювань, методів математичного моделювання та підтверджується відповідністю розрахунків за розробленими моделями результатам експериментальних досліджень та промислових випробувань плівкових випарних апаратів.

Особистий внесок здобувача.

Автором особисто:

- сформульована та розвинута нова концепція механізму тепловіддачі до стікаючих плівок з розвинутою хвильовою структурою, як циклічного процесу збурення температурного та гідродинамічного полів під час проходження великих хвиль та їх стабілізації в період міжхвильової паузи.
- реалізована фізико-математична модель процесів перенесення для плівкових ламінарних та турбулентних течій в'язких рідин з розвинутою хвильовою структурою як за вільного стікання, так і за наявності супутнього парового потоку.
- сформульована та розвинута нова концепція механізму процесу кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до висококонцентрованих киплячих плівок розчинів;

Апробація результатів дисертації. Основні положення дисертаційної роботи доповідались на: Міжнародній науково-технічній конференції “Нові технології та технічні рішення в харчовій та переробній промисловості: сьогодення і перспективи”. Київ, НУХТ, 2005; Науково-технічній конференції “Проблеми енергозбереження в системах генерації та використання теплоти”, Київ, НУХТ, 2009.; Міжнародній науково-технічній конференції цукровиків України “Цукробурякове виробництво в умовах реформування національної економіки”, Київ, НУХТ, 2012; Ethe Second North and East European Congress on Food «NEEFood-2013», Kyiv, NUFT, 2013.; VII Международной конференции “Проблемы промышленной теплотехники”, Киев, ИТТФ АН Украины, 2013; IX Международной конференции “Проблемы промышленной теплотехники”, Киев, ИТТФ АН Украины, 2015; Міжнародній науково-технічній конференції цукровиків України присвяченій пам'яті І.С.Гулого, Київ, НУХТ, 2015.; 8th Central

European Congress on Food 2016 – Food Science for Well-being. Kyiv, NUFT, 2016; X Международной конференции “Проблемы промышленной теплотехники”, Киев, ИТТФ АН Украины, 2017; Міжнародній науково-технічній конференції “Перспективи розвитку цукрової промисловості України”, Київ, НУХТ, 2018. Міжнародній науково-технічній конференції “Перспективи розвитку цукрової промисловості України”, Київ, НУХТ, 2019. XI міжнародної конференції “Проблеми теплофізики та теплоенергетики” 21 – 22 травня 2019 р. / ІТТФ АН України. Київ, НУХТ, 2019 р.

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано у 20 наукових працях, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації, у тому числі 1 монографії, виданій у Ламбертському університеті (з них 8 статей в наукометричних виданнях), та 7 наукових працях, що засвідчують апробацію матеріалів дисертації.

Структура роботи. Дисертаційна робота викладена на 357 сторінках, складається із анотації, вступу, 7 розділів, висновків, списку використаних джерел з 203 найменувань, додатків.

РОЗДІЛ 1. ГІДРОДИНАМІЧНА СТРУКТУРА ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЙ НА ВЕРТИКАЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ

1.1. Початок розвитку хвиль на поверхні стікаючої плівки

Характерною особливістю плівкових течій на вертикальній поверхні є те, що, за винятком короткої початкової ділянки по всій довжині вертикального каналу має місце виникнення та розвиток хвильової структури. Коротка ділянка гладкої плівки можлива лише при малих витратах рідини, коли критичне хвильове число Рейнольдса $Re_{хв.кр}$ не перевищує деякого граничного значення, яке визначається теплофізичними властивостями рідини, і теоретично доведено П.Л. Капіцею [1]

$$Re_{хв.кр} = 2,43Ka^{1/11} . \quad (1.1)$$

Маурін Л.Н. та Сорокін В.С. [2] надали рівняння (1.1) з коефіцієнтом 2,25.

Співвідношення (1.1) регулярно перевірялось експериментально, а постійні коефіцієнти уточнювались при збереженні структури рівняння. Так, Брауером [3] умови початку розвитку хвильової структури визначені при дослідженні стікаючих плівок не тільки води, а і в'язких розчинів гліцерина, і узагальнені подібним співвідношенням

$$Re_{хв.кр} = 1,2Ka^{1/10} . \quad (1.2)$$

З наведених рівнянь випливає, що перехід до хвильового руху плівки відбувається при числах Рейнольдса менше 20, тому режим руху з пласкою між фазною поверхнею плівки може розглядатися лише для рідин зі значною в'язкістю при малих витратах і на коротких ділянках.

Зі зростанням витрати рідини ділянка пласкої плівки зменшується до повної її зникнення при турбулентному режимі руху [4], а хвилі починають формуватися безпосередньо за розподільним пристроєм.

Згідно даних візуальних спостережень на вертикальній поверхні після короткої ділянки пласкої плівки виникають поверхневі хвилі – спочатку капілярні синусоїдальні, які перетворюються у двовимірні, які швидко зростають і деформуються, приймаючи форму витягнутих краплин, переходячи у тривимірні хвилі, рис.1.1

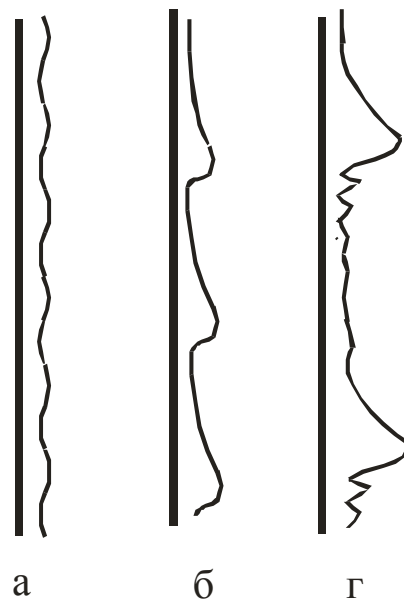


Рис. 1.1 Еволюція розвитку хвильової структури плівки рідини по довжині вертикального каналу.

а. синусоїдальні капілярні хвилі; б. двовимірні хвилі в період їх зростання; в. великі хвилі в період насичення хвильової структури.

В разі стікання плівки по гарячій поверхні, особливо для плівок, що нагріваються, внаслідок різної температури впадин та горбів хвиль виникає капілярна сила Марангоні [5], завдяки якій рідина стягується із впадин до вершини хвиль, інтенсифікуючи та прискорюючи розвиток хвильової структури.

На певній відстані від розподільчого пристрою, яка залежно від щільності зрошення складає від 1,5 до 3,5 м, настає режим насичення хвильової структури, за якої по поверхні залишкового шару, на якому співіснують капілярні хвилі, перекочуються великі хвилі, переносячи значну кількість рідини по поверхні залишкового шару [4]. Товщина залишкового шару консервативна по відношенню до масової витрати рідини в області ламінарного руху плівки. В разі турбулентного руху його товщина стрімко зростає [4]. Аналогічні результати зафіксовані в разі течії плівки по плоских поверхнях [6]. Такі самі результати зафіксовані в роботах [7, 8] при течії плівки води у вертикальних трубах. При цьому, за результатами роботи [8], зафіксовано, що критичне число Рейнольдса, що становить 1600, за якого здійснюється перехід до турбулентного руху, має місце лише на відстанях більше 1,3 м від розподільчого пристрою. На коротших ділянках турбулізація виникає за більшої щільності зрошення, а числа Рейнольдса, за яких виникає турбулізація залишкового прошарку, перевищує критичне значення майже у 2 рази.

1.2. Теоретичний аналіз процесів хвилеутворення на поверхні вертикально стікаючих рідких плівок

1.2.1 Розвиток хвильової структури в рамках лінійної теорії хвилеутворення

Режим плоскої плівки швидко змінюється на хвильовий, який за малих витрат на обмеженій ділянці має синусоїдальний характер. Аналіз існування поверхневих хвиль та швидкості їх розповсюдження в наближенні приграничного шару виконано Капіцею П.Л [1,9] і розвинуто Левічем [10].

Відповідно до постулатів лінійної теорії хвилеутворення в рівнянні руху

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial y} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \quad (1.3)$$

приймається, що поперечний градієнт швидкості суттєво переважає поперечний $\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)$, нормальна компонента швидкості записується як

$w = -\int \frac{\partial u}{\partial x} dy$, а на поверхні плівки, при $y = \delta$, діє поверхнева капілярна сила, яка

викликана кривизною поверхні, $\frac{\partial P}{\partial x} = -\sigma \frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3}$. Тоді рівняння (1.3) набуває вигляду

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \left(\int \frac{\partial u}{\partial x} dy \right) \frac{\partial u}{\partial y} = g + \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (1.4)$$

Виразивши в (1.4) швидкість $u(x, y)$ як $u = \frac{3\bar{u}(x, \tau)}{\delta} \left(y - \frac{y^2}{2\delta} \right)$, що коректно для ламінарних течій за умови малої амплітуди хвиль, рівняння руху (1.4) та рівняння нерозривності набувають вигляду [10]

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \tau} + \frac{9}{10} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = g + \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3} - \frac{3\nu \bar{u}}{\delta^2}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau} = -\frac{\partial(\bar{u}\delta)}{\partial x}. \quad (1.6)$$

Записавши товщину плівки δ у вигляді періодичної функції

$$\delta = \delta_{cp} (1 + \varphi), \quad (1.7)$$

де φ – відхилення локальної товщини плівки δ від середньої δ_{cp} , враховуючи, що всі величини, що входять у співвідношення (1.5, 1.6), являються функцією аргументу $(x - ct)$, рівняння (1.6) трансформується в

$$\frac{\sigma \delta_{cp}}{\rho} \frac{d^3 \varphi}{dx^3} - (c - \bar{u}_o) \left(\frac{9}{10} \bar{u}_o - c \right) \frac{d\varphi}{dx} - \frac{3\nu}{\delta_o^2} (c - 3\bar{u}_o) \varphi = \frac{3\nu \bar{u}_o}{\delta_o^2} - g, \quad (1.8)$$

де \bar{u}_o – середня швидкість, що відповідає середній товщині плівки δ_{cp} , c – фазова швидкість поверхневих хвиль.

Рівняння (1.8) має періодичний, незатухаючий розв'язок у випадку, коли вільний член і коефіцієнт при φ дорівнюють нулю. Звідки випливає, що фазова швидкість у першому наближенні в 3 рази перевищує середню швидкість, тобто

$$c = 3\bar{u}_o, \quad (1.9)$$

що є одним із головних висновків лінійної теорії розвитку поверхневих хвиль.

Згідно аналізу [10] рівняння (1.8) трансформується в

$$\frac{\sigma \delta_{cp}}{\rho} \frac{d^3 \varphi}{dx^3} - 4,2\bar{u}_o^2 \frac{d\varphi}{dx} = 0, \quad (1.10)$$

розв'язком якого є періодична функція

$$\varphi = A \sin(kx - \omega\tau), \quad (1.11)$$

де $k = \bar{u}_o \sqrt{\frac{4,2\rho}{\sigma \delta_{cp}}}$ – хвильове число, $\omega = ck = 3\bar{u}_o^2 \sqrt{\frac{4,2\rho}{\sigma \delta_{cp}}}$ – частота.

Амплітуда A знаходиться з умови компенсації роботи сили тяжіння дисипацією енергії хвилі $-\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{\mu_o} \int \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 dy$.

В результаті В.Г.Левічем [10] отримано профіль швидкості в плівці за наявності поверхневих регулярних хвиль, який має вигляд

$$u = 3\bar{u}_o (1 + 1,4\varphi - 1,4\varphi^2) \left(\frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{2\delta^2} \right). \quad (1.12)$$

Зазначений розв'язок виконаний у лінійному наближенні і відноситься до регулярних хвиль малої амплітуди, який реалізується у вузькому діапазоні зміни як режимних параметрів, так і довжини каналу.

Згідно лінійної теорії малі збурення у вигляді рухомих хвиль, що накладаються на ламінарний рух плівки з параболічним профілем швидкості можуть підсилюватись, або затухати залежно від критичної довжини хвилі $\lambda_{кр}$, яка є функцією щільності зрошення.

Теоретичні висновки П.Л.Капіці неодноразово уточнювались, наприклад, в роботах [11,12,13,14], де встановлено, що, по-перше, експериментально виявлена стійкість докритичного нехвильового руху не співпадає з висновками лінійної теорії, в рамках якої завжди існує нестійкість потоку для малих збурень, а, по-друге, лінійні рівняння не визначають амплітуди хвильового руху.

1.2.2. Розвиток хвильової структури в рамках нелінійної теорії хвилеутворення.

Лінійна теорія розвитку поверхневих хвиль не дає відповіді і на отриману в експериментах змінної залежності фазової швидкості та амплітуди хвиль від числа Рейнольдса. Тобто, зі зростанням амплітуди хвиль все більшу роль відіграють взаємодії, що описуються нелінійними членами рівняння Нав'є-Стокса, які встановлюють відповідність рівноважного стану з граничною амплітудою – регулярного хвильового руху, що відсутнє в лінійній теорії.

Основи нелінійної теорії регулярного хвильового руху при гравітаційному стіканні плівки було покладено роботами В.Я. Шкадова [15,16]. Згідно [15,16] якщо на поверхні плівки відсутня міжфазна напруга, а діє лише поверхневий натяг та сила тяжіння, характер течії визначається рівнянням

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial y} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (1.13)$$

в якому об'ємна витрата $q = \int_0^{\delta} u dy$ зв'язана з товщиною плівки співвідношенням

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau} = \frac{\partial q}{\partial x}. \quad \text{Крім того, приймається, що } \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial y}, \text{ а на міжфазній поверхні}$$

$$p = p_o - \sigma \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0.$$

Задачею нелінійної теорії є дослідження розвитку хвиль та визначення параметрів усталеного хвильового руху.

Для регулярного хвильового руху вводяться функції струменя $\psi(\xi, \eta)$

$$u = \frac{\partial \psi(\xi, \eta)}{\partial y}, \quad w = -\frac{\partial \psi(\xi, \eta)}{\partial x} \quad (1.14)$$

та безрозмірні незалежні змінні

$$\xi = \frac{n}{\delta_o} (x - \bar{u} z \tau), \quad \eta = \frac{y}{\delta_o},$$

де $\bar{u} = \frac{g \delta^2}{3\nu}$ – середня швидкість; $n = \frac{2\pi \delta_o}{\lambda}$ – безрозмірне хвильове число; $z = \frac{c}{\bar{u}}$ –

безрозмірна фазова швидкість. Задачу (1.13,1.14) автори [15,16] приводять до виду

$$E \frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta^3} = - \left(G \frac{\partial^3 \delta}{\partial \xi^3} + H \right) \delta^3 + \frac{\partial \delta}{\partial \xi} \left[z \delta \frac{\partial \psi}{\partial \eta} + z \delta \eta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} - \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right)^2 \right] - \delta \left(z \delta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \eta} - \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \eta} \right), \quad (1.15)$$

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0 \quad \text{при } \eta = 0, \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \xi} (\psi - z \delta) = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 1,$$

$$\text{де } E = \frac{9}{n \text{Re}}; \quad G = \frac{9n^2 \gamma Ga^{1/3}}{\text{Re}^2}; \quad H = \frac{9Ga}{\text{Re}^2 n}; \quad \gamma = \frac{\sigma}{\rho (g \nu^2)^{1/3}}; \quad Ga = \frac{g \delta_o^3}{\nu^2} \quad \text{Re} = \frac{3\bar{u} \delta_o}{\nu}.$$

Періодичний по ξ розв'язок задачі (1.15,1.16) автори [15,16,17] запропонували шукати у вигляді рядів

$$\psi = \psi_{oo}(\eta) + \sum_{k=1}^{\infty} (\psi_{ko}(\eta) \text{Sin}(k\xi) + \psi_{kl}(\eta) \text{Cos}(k\xi)), \quad (1.17)$$

$$\delta = \delta_{oo} + \sum_{k=1}^{\infty} (\delta_{ko} \text{Sin}(k\xi) + \delta_{kl} \text{Cos}(k\xi)).$$

Далі надаються рівняння для коефіцієнтів ψ_{ik} розкладання (1.17) та загальний алгоритм їх визначення.

Одним із результатів наведених теоретичних досліджень є чисельно розраховані форма хвиль, яка має крутий передній фронт та витягнутий задній рис.1.2, та швидкість рідини на поверхні хвилі по довжині, рис. 1.3 [17]

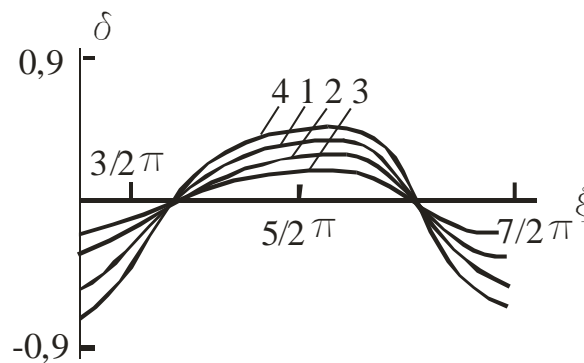


Рис.1.2 Форма хвилі оптимальних режимів (копія із [17])

1 – Ga = 45,92; 2 – 22,13; 3 – 14; 4 – 80.

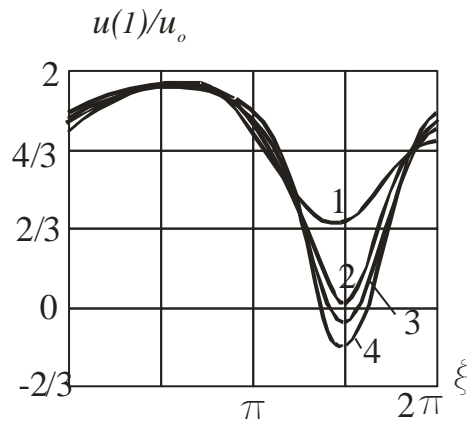


Рис. 1.3 Зміна відношення швидкості на поверхні плівки до середньої швидкості на довжині хвилі при різних значеннях числа Ga. (копія із [17])
 1 – Ga = 14,35; 2 – 32,55; 3 – 45,92; 4 – 62,5. ($\gamma = 2850$)

Отримані на основі нелінійної теорії хвильові профілі з крутим переднім фронтом та витягнутим заднім відповідають реальним профілям, але без осцилюючої частини перед фронтом хвилі.

Нелінійна теорія розвитку хвиль дає задовільні результати і по амплітудам регулярних хвиль у формі $A = \frac{\delta_{\max} - \delta_{\min}}{\delta_{\max} + \delta_{\min}}$, [18] рис. 1.4

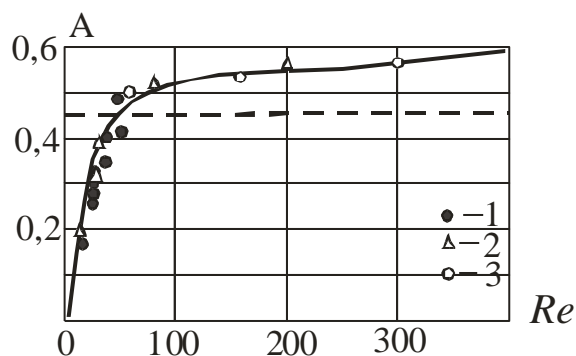


Рис.1.4 Залежність амплітуди хвиль від Re рис. (копія із [18])

Суцільна лінія – розрахунок за нелінійною теорією; штрихова – розрахунок за лінійною теорією [1].

1 – зовнішня поверхня вертикальної труби діаметром 25 мм [9] 2 – вертикальна пластина висотою 640 мм [50], 3 – [3].

Подальший розвиток нелінійної теорії хвильових процесів надано в роботах Ю.Я. Трифонова, О.Ю. Цвєлодуба, В.Е.Накорякова [17...35].

Ю.А. Трифонов та О.Ю.Цвєлодуб [19], ввівши нову координату $\xi_1 = \xi \sqrt{\frac{3}{We}}$, враховуючи, що для пробігаючої хвилі $\delta = \delta(\xi)$, $\xi = x - c\tau$, $q = q_o \left[1 + \left(\frac{c\delta_o}{q_o} \right) \left(\frac{\delta}{\delta_o} - 1 \right) \right]$, де q_o значення витрати в перерізі, де $\delta = \delta_o$, з (1.13) отримано

$$\begin{aligned} (cz - 3F)H + (0,2c^2 - 1,2(c-1)^2) \frac{\partial H}{\partial \xi} - 3 \frac{\partial^3 H}{\partial \xi^3} = F - z + 3F \left(H^2 + \frac{H^3}{3} \right) - \\ - 0,4c^2 \frac{\partial H}{\partial \xi} \left(H + \frac{H^2}{2} \right) + 9 \frac{\partial^3 H}{\partial \xi^3} \left(H + H^2 + \frac{H^3}{3} \right), \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\text{де } H = \delta - 1, \quad z = \sqrt{\frac{3We}{Re^2}}, \quad F = \sqrt{\frac{We}{3Fr^2}}, \quad Fr = \frac{q_o^2}{g\delta_o^3}, \quad We = \frac{\sigma\delta_o}{\rho q_o^2}$$

Періодичну хвилю з хвильовим числом α автори [19] шукали у формі ряду

$$H = \sum_{-\infty}^{+\infty} H_n \exp(i\alpha n \xi_1). \quad (1.19)$$

Підставивши (1.19) в (1.18) перші $\frac{N}{2}$ гармонік, автори [19] отримали вираз для

H_n

$$H_n = \frac{3F\varphi_n - 0,4c^2\psi_n + 9\chi_n}{cz - 3F + i\alpha n(0,2c^2 - 1,2(c-1)^2) + 3i\alpha^3 n^3}, \quad (1.20)$$

$$n = 0, \pm 1, \dots \mp \frac{N}{2},$$

Де $\varphi_n, \psi_n, \chi_n$ – Фур'є-гармоніки функцій $\varphi = H^2 + \frac{H^3}{3}$, $\psi = \frac{\partial H}{\partial \xi} \left(H + \frac{H^2}{2} \right)$,

$$\chi = \frac{\partial^3 H}{\partial \xi^3} \left(H + H^2 + \frac{H^3}{3} \right).$$

Приклад форми хвильового руху, який якісно відповідає розрахунку за отриманими співвідношеннями, наведено на рис. 1.5.



Рис.1.5. Двовимірна хвильова поверхня плівки за співвідношеннями (1.19, 1.20)

Графік наведено з [19].

Відповідно до висновків авторів [19] найбільше відхилення результатів розрахунку хвильового процесу від експериментальних даних припадає на осцилюючий передній фронт хвилі.

Питання розвитку двовимірних хвиль на основі нелінійної теорії розвитку хвильової структури висвітлено також в роботах [20...27]

Двовимірні хвилі переформатуються у просторові тривимірні, теорія розвитку яких також найбільш повно представлена роботами Ю.Я. Трифонова, О.Ю. Цвелодуба, Е.А.Демехина, А.А.Бочарова [36...42].

Для просторового руху рівняння розвитку хвиль у випадку тривимірних збурень згідно [20] набуває вигляду

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} + 1,2 \left(\frac{\partial q^2}{\partial x} \delta + \frac{\partial q Q}{\partial z} \delta \right) = -\frac{3\nu q}{\delta^2} + g\delta + \frac{\sigma \delta}{\rho} \left(\frac{\partial^3 \delta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \delta}{\partial x \partial z^2} \right), \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + 1,2 \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{qQ}{\delta} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{Q^2}{\delta} \right) = -\frac{3\nu Q}{\delta^2} + \frac{\sigma\delta}{\rho} \left(\frac{\partial^3 \delta}{\partial z^3} + \frac{\partial^3 \delta}{\partial z \partial x^2} \right),$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial \tau} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial z} = 0,$$

де Q – миттєва витрата у напрямку z .

Швидкості у напрямках ξ та z задано відповідно як

$$u = 1,5 \frac{q}{\delta} (2\eta - \eta^2), \quad w = 1,5 \frac{Q}{\delta} (2\eta - \eta^2).$$

У змінних $\xi = x - c\tau$; $z = z$ рівняння (1.21) трансформується в

$$\begin{aligned} -c \frac{\partial q}{\partial \xi} + 1,2 \left(\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{q^2}{\delta} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{qQ}{\delta} \right) &= -\frac{pq}{\delta^2} + F\delta + 3\delta \left(\frac{\partial^3 \delta}{\partial \xi^3} + \frac{\partial^3 \delta}{\partial \xi \partial z^2} \right) \\ -c \frac{\partial Q}{\partial \xi} + 1,2 \left(\frac{\partial}{\partial \xi} \frac{qQ}{\delta} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{Q^2}{\delta} \right) &= -\frac{pQ}{\delta^2} + 3\delta \left(\frac{\partial^3 \delta}{\partial z^3} + \frac{\partial^3 \delta}{\partial z \partial \xi^2} \right) \\ -c \frac{\partial \delta}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\partial Q}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (1.22)$$

де $p = \frac{\sqrt{3We}}{Re}$.

Розв'язок системи рівнянь (1.22) автори [20] надали у вигляді кінцевої суми подвійних рядів Фур'є

$$\begin{aligned} \delta &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N H_{mn} \exp(i\alpha m \xi + i\beta n z), \\ q &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=-N}^N q_{mn} \exp(i\alpha m \xi + i\beta n z), \end{aligned} \quad (1.23)$$

Іє α, β – хвильові числа у напрямках ξ та z відповідно.

Форма просторової хвильової поверхні може приймати різноманітну просторову конфігурацію залежно від параметрів α, β, p, F, c .

Але отримані результати відносяться, по-перше, до режимів руху з незначними витратами, за яких має місце лише ламінарний режим руху плівки, по-друге на коротких ділянках, де має місце розвиток хвильової структури, а не режим насиченої хвильової структури з великими хвилями.

1.2.3. Вплив теплофізичних властивостей рідини на хвилеутворення на поверхні стікаючих плівок

При значних температурних градієнтах на поверхні плівки виникають термокапілярні напруження, які впливають на формування хвильової структури. Такі процеси мають місце в разі нагрівання плівок, особливо за значних теплових потоків. В роботах [44...48], в яких досліджувались гідродинамічні процеси в плівках, виявлено ефект утворення регулярних хвильових структур при її локальному нагріванні.

В процесі нагрівання температура поверхні плівки в напрямку x зростає тому $T_i = T_i(x)$ і $\sigma = \sigma(x)$. За даних умов рівняння збереження імпульсу для стікаючої по вертикальній поверхні плівки в роботі [48] надано як

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy = \frac{\tau_i - \tau_w}{\rho} + g\delta + \frac{\delta}{\rho} \frac{d^2 \delta}{dx^2} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{\delta \sigma}{\rho} \frac{d^3 \delta}{dx^3} \quad (1.24)$$

Дотична напруга на міжфазній поверхні, що викликана градієнтом поверхневого натягу внаслідок наявності повздовжнього градієнта температури поверхні плівки виражається як $\tau_i = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right|_{y=\delta} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{\partial T_i}{\partial x}$. Вид функції $T_i(x)$ отримано інтегруванням рівняння теплопровідності для плівки за постійної середньої швидкості рідини $\bar{u} = \frac{g\delta_o^2}{3\nu}$, за граничних умов третього роду між поверхнею плівки та оточуючим газом з температурою T_g , та за умови $Bi \rightarrow 0$. Залежність

температури поверхні плівки $T_i(x)$ набуває вигляду $\frac{T_i(x) - T_g}{T_w - T_g} = 1 - \frac{4}{\pi} \exp\left(-\frac{\pi^2 x}{4\delta_o Pe}\right)$,

а дотична напруга на поверхні плівки, зумовленої термокапілярним ефектом, виразиться рівнянням

$$\tau_i = -\left.\frac{d\sigma}{dT}\right| \frac{(T_w - T_g)\pi}{\delta_o Pe} \exp\left(-\frac{\pi^2 x}{4\delta_o Pe}\right). \quad (1.25)$$

Враховуючи, що $\tau_{cm} = \mu \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}$, задавши профіль швидкості функцією

$$\frac{u}{u_i} = \left(2 - \frac{\tau_i \delta}{\mu u_i}\right) \eta + \left(\frac{\tau_i \delta}{\mu u_i} - 1\right) \eta^3, \quad (1.26)$$

та ввівши нові змінні $\hat{x} = \frac{x}{\delta_o Re}$, $h = \frac{\delta}{\delta_o}$, в [48] отримано вираз

$$\frac{1}{\chi} H''' + \frac{6}{5} H' + 9H = \frac{3}{2} \omega \left(1 + \frac{1}{30 Pr^*}\right) \exp\left(-\frac{\hat{x}}{Pr^*}\right), \quad (1.27)$$

де $h = 1 + H$, $\chi = \left(\frac{Re^{11}}{3 Fi}\right)^{1/3}$, $\omega = \frac{\pi(T_w - T_g)}{Pr} \left.\frac{d\sigma}{dT}\right| \left(\frac{3 Fi}{Re}\right)^{1/3}$, $Pr^* = \frac{Pr}{b}$, $Fi = \frac{\sigma^3}{\rho^3 g \nu^4}$. Для

нагрівача із заданою температурою поверхні стінки $b = \frac{\pi^2}{4}$, а із заданим тепловим потоком – $b = Bi$.

Результати розрахунків впливу параметрів χ та Pr^* на форму хвильової поверхні, наведених в роботі [48], зображено на рис. 1.6.

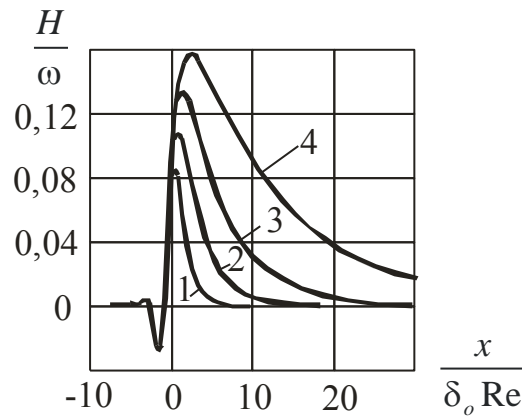


Рис.1.6 Вплив параметра Pr^* на форму поверхні плівки при $\chi = 1$

1– $Pr^* = 1$; 2 – 2; 3 – 5; 4 – 10. (копія із [48])

Як видно з рис.1.6 зі зростанням параметра Pr^* збільшується ширина горба хвилі, викликаного температурним градієнтом вздовж напрямку руху плівки.

В разі руху догрітих до температури кипіння плівок в процесі теплообміну в режимі випаровування з міжфазної поверхні температура насичення вздовж руху плівки не змінюється. У цьому випадку термокапілярні напруження виникають лише за рахунок різної температури поверхні горба та впадин, якщо хвилі капілярні, що призводить до стягування рідини зі впадин до горбів (ефект Марангоні) і сприяє пришвидшенню розвитку хвильової структури.

1.3. Експериментальні результати досліджень розвитку хвильової структури на поверхні стікаючих плівок

Наведений стислий аналіз та його результати відносяться до ламінарних течій в'язкої рідини з малими щільностями зрошення та числами Рейнольдса, а експериментальні дані, що інтерпретують теоретичні викладки в рамках нелінійної теорії двовимірних хвиль отримані, як правило, на коротких циліндричних ділянках, а тривимірні – на коротких плоских поверхнях [49...55]. Крім того, моделювання хвильової структури здійснювалось штучним збуренням поверхні плівки на ділянці її формування пульсацією витрати рідини [43].

В реальних плівкових випарних апаратах для концентрування фруктових та овочевих соків довжини труб становить 4 – 7 м, а у випарних апаратах цукрової промисловості 9 – 12 м. Об'ємні щільності зрошення коливаються у межах $0,15 - 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, що відповідає числам Рейнольдса порядку 1000 – 4000 для слабоконцентрованих розчинів головних корпусів випарних установок, а ламінарний режим руху плівки реалізується лише на хвостових корпусах ВУ, де має місце висока концентрація та в'язкість розчинів. Тому найбільш цінними, з точки зору адекватності процесу хвилеутворення в трубах реальних випарних апаратів, видаються дані, отримані на довгих каналах, де хвильова структура розвивалась самостійно природним способом без додаткового штучного втручання [7, 57...61].

В довгих каналах переважає структурна форма хвильової поверхні із великими хвилями, між якими існують регулярні капілярні хвилі [7]. Як свідчать результати експериментальних досліджень структурних форм плівки на зовнішній частині труб, на відстані 1,5 – 3,5 м настає режим насичення хвильового руху, який в умовах вільного стікання практично не змінюється по довжині. Аналогічні результати мають місце і в умовах руху із супутнім газовим потоком всередині труби [7]. Так, відповідно до спостережень [7], основна частина поверхні довгих труб, особливо при значних витратах, вкрита великими хвилями, які мають деформований профіль з крутою фронтовою частиною і пологою задньою, що рухаються з відносно незначною частотою ($3 - 7 \text{ с}^{-1}$), але які переносять значну частину витрати рідини.

На рис. 1.7, 1.8 наведені результати вимірювань структури хвильової поверхні плівок (середньої товщини плівки δ_{cp} , товщини залишкового шару δ_n та висоти хвиль h) виконаних в МВТУ, на ділянках труб довжиною 3 м (рис. 1.7) та 19 м, (рис.1.8) [63].

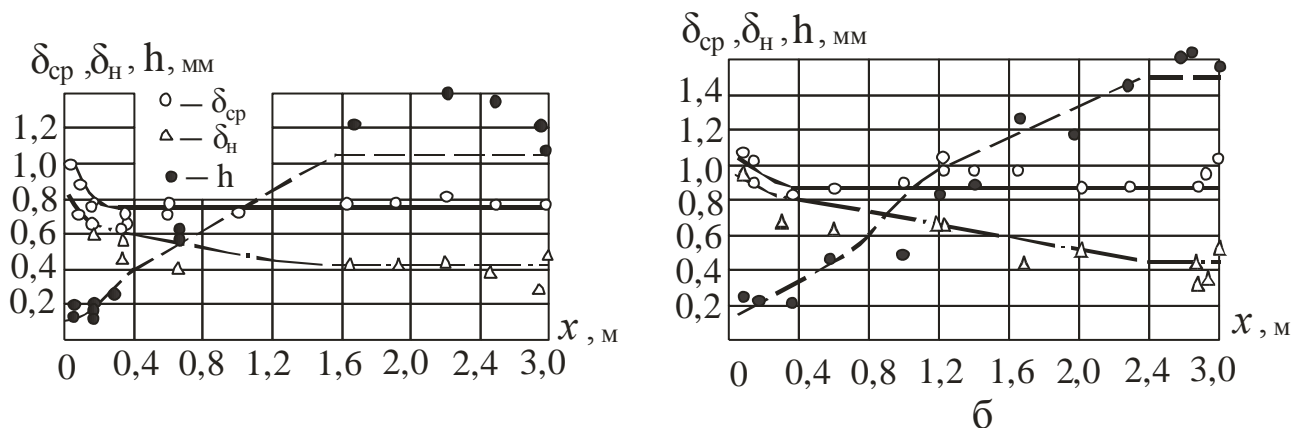


Рис. 1.7 Зміна характеристик плівки води по довжині каналу довжиною 3 м при

$t = 35\text{ C}^\circ$ (копія із [63]). а – $\Gamma = 0,83 \frac{\kappa^2}{\text{м с}}$; $Re = 721$; б – $\Gamma = 1,15 \frac{\kappa^2}{\text{м с}}$; $Re = 1000$;

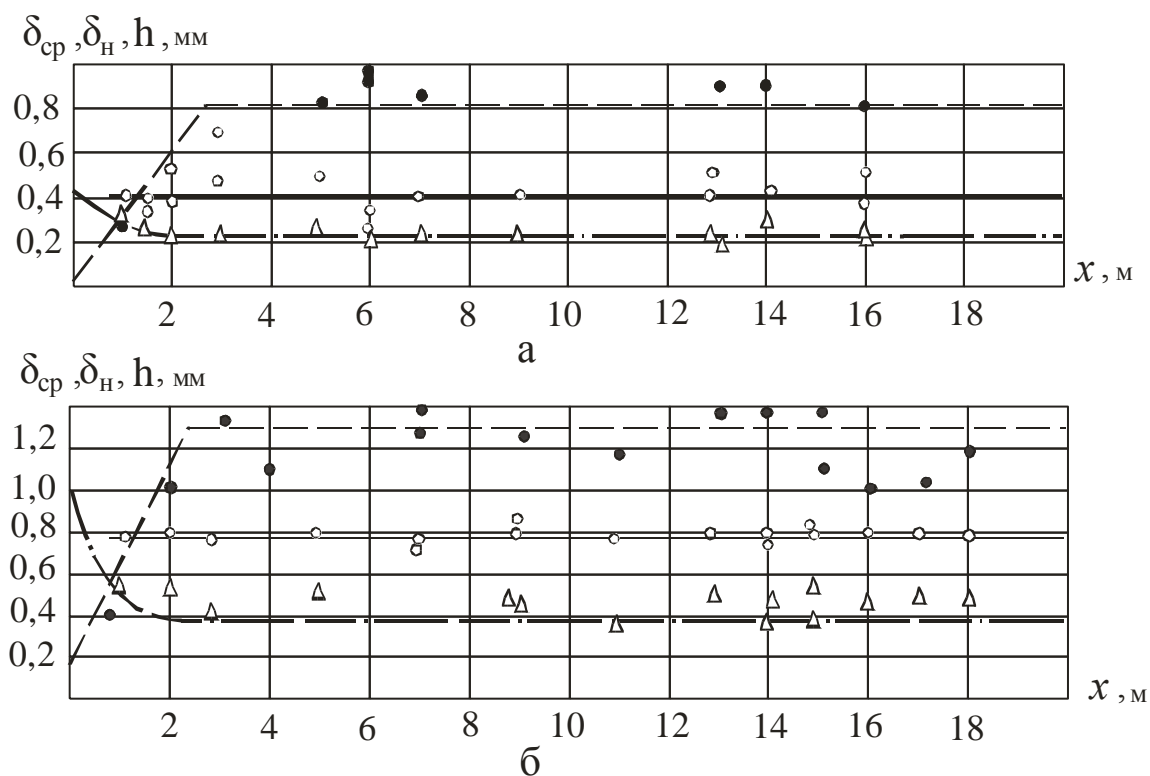


Рис. 1.8 Зміна характеристик плівки води по довжині каналу довжиною 19 м при

$t = 28\text{ C}^\circ$ (копія із [63]). а – $\Gamma = 0,207 \frac{\kappa^2}{\text{м с}}$; $Re = 220$; б – $\Gamma = 0,89 \frac{\kappa^2}{\text{м с}}$; $Re = 940$.

Як видно з рис.1.7, 1.8, розвиток хвильової структури завершується на відстані від 1,6 до 2,5 м від розподільчого пристрою залежно від щільності зрошення.

Таким чином, в трубах реальних плівкових випарних апаратів від 70 до 85 % довжини труби займає структурна форма руху плівки з великими хвилями, з крутою фронтовою частиною і пологою задньою.

1.3.1. Параметри великих хвиль

1.3.1.1. Характеристики великих хвиль за умови вільного стікання плівки по вертикальній поверхні

Як свідчать результати вимірювань, хвильові характеристики, такі як фазова швидкість, частота та довжина великих хвиль суттєво відрізняються від хвильових характеристик капілярних регулярних хвиль [63, 64, 65].

Фазова швидкість регулярних хвиль в 3 рази перевищує середню швидкість плівки, в той час як для великих хвиль відповідний показник залежно від щільності зрошення в 1,5-3 рази менше [65], рис. 1.9

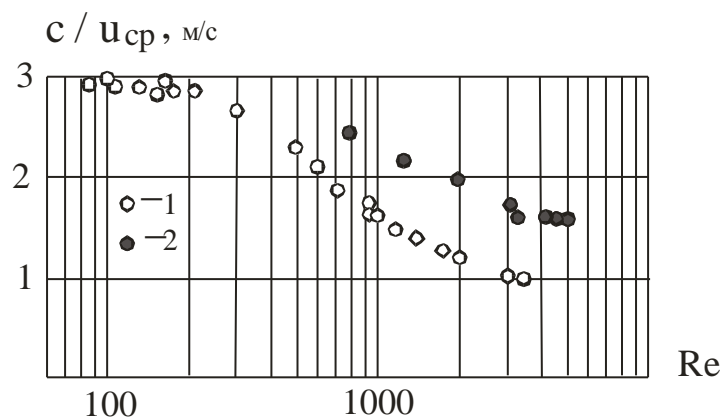


Рис. 1.9 Залежність безрозмірної фазової швидкості великих хвиль на плівці води при 20 C°. (копія із [65])

1 – довжина труби 2360 мм, d = 24 мм [65]; 2 – Дані Вебба [66], довжина труби 6 м. d = 51 мм.

Аналогічний характер кривих фазової швидкості має місце і для хвиль в області їх зростання [64, 67], рис. 1.10

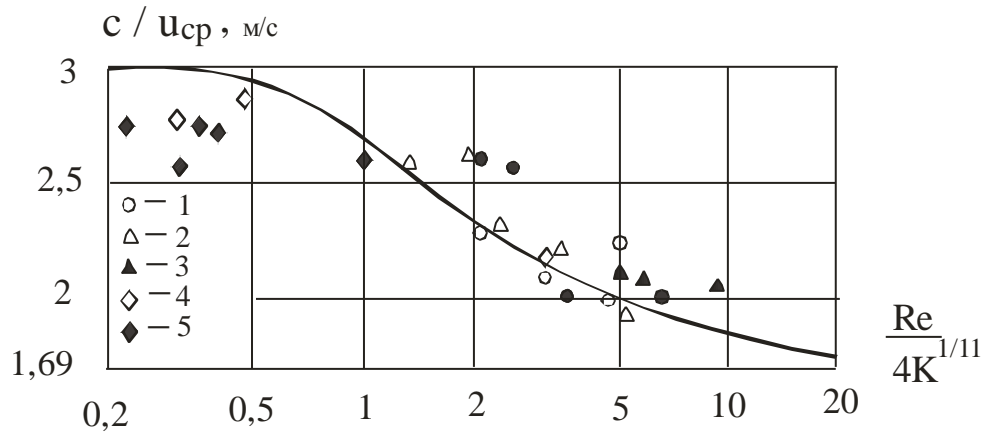


Рис.1.10 Фазова швидкість хвиль в області їх зростання [18, 37] . (копія з [64])

1 – водо-гліцерина суміш, $Re = 40 - 160$ [64]; 2 – водо-еталонова суміш, $Re = 40 - 108$ [64]; 3 – водо-гліцерина суміш, $Re = 32 - 192$ [64]; водо-гліцериново-етанолова суміш $Re = 60 - 144$ [67]; 4 – мінеральна олія $Re = 2 - 22$; 5 – мінеральна олія $Re = 1 - 4,8$.

Довжина великих хвиль також перевищує відповідний параметр для хвиль регулярних. Крім того, має місце її зростання зі збільшенням відстані від розподільного пристрою при збереженні амплітуди [7, 65] рис.1.11

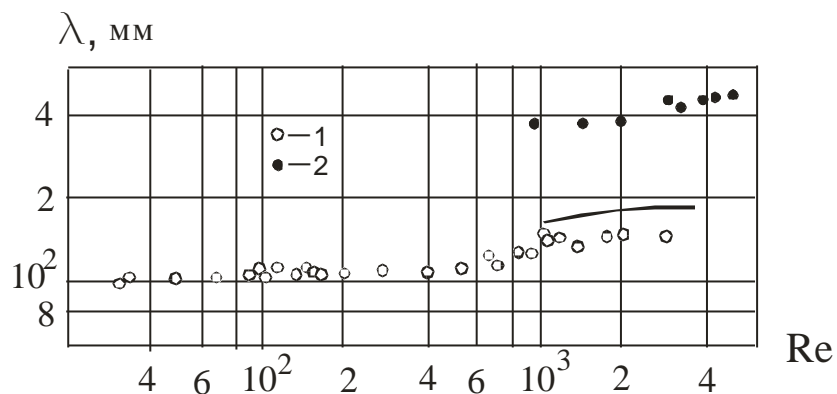


Рис. 1.11 Довжина великих хвиль на поверхні плівки води, що стікає по вертикальній трубі. 1 – відстань від зрошувача 2360 мм [65]; 2 – Дані Вебба [66], відстань від зрошувача 5,48 м. Лінія відповідає даним [7], відстань від зрошувача 4,17 м; (рис. наведено з [65])

Відповідно, частота великих хвиль в декілька разів менша частоти хвиль регулярних [65], рис.1.12

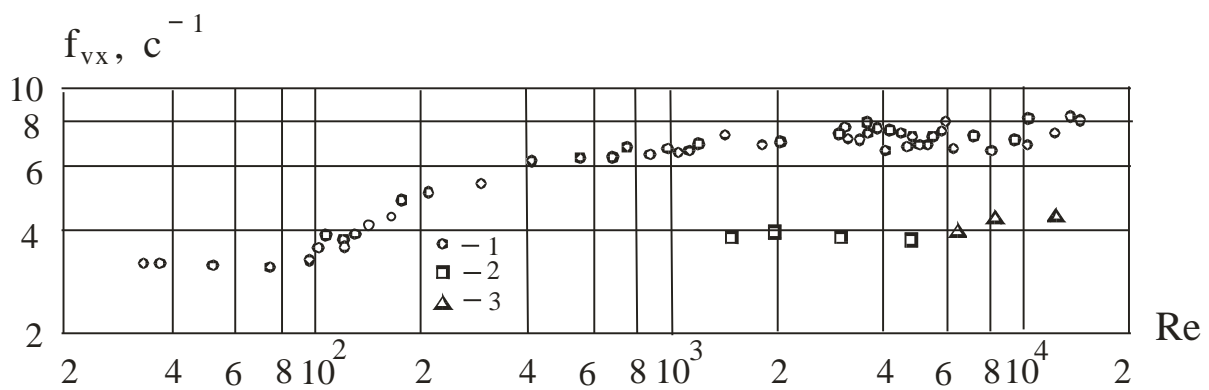


Рис. 1.12. Залежність частоти великих хвиль на поверхні гравітаційно стікаючої плівки води на внутрішній поверхні довгих вертикальних труб.

1– дані [65], труба $D = 25$ мм, $L = 2,8$ м, вимірювання виконані на відстані 2,38 м; 2 – дані [66], труба $D = 38,2$ мм, $L = 6$ м, вимірювання виконані на відстані 5,48 м;

3 – дані [65], труба $D = 31,8$ мм, $L = 10$ м, вимірювання виконані на відстані 7,5 м. ; (рис. наведено з [65])

1.3.1.2. Характеристики великих хвиль на поверхні плівок за наявності супутнього парового (газового) потоку

Суттєвий вплив на хвильові характеристики плівкових течій відіграє величина міжфазного тертя, викликаного супутнім рухом парового ядра, що є

обов'язковою компонентою кільцевих низхідних потоків в довгих трубах випарних апаратів.

На рис. 1.13 зображена залежність частоти великих хвиль від витрати рідини та газу в трубці діаметром 25 мм за даними [65], а на рис. 1.14 – частота, фазова швидкість та амплітуда в трубці діаметром 50,8 мм за даними [7] залежно від витратних характеристик за різної швидкості повітря в трубах.

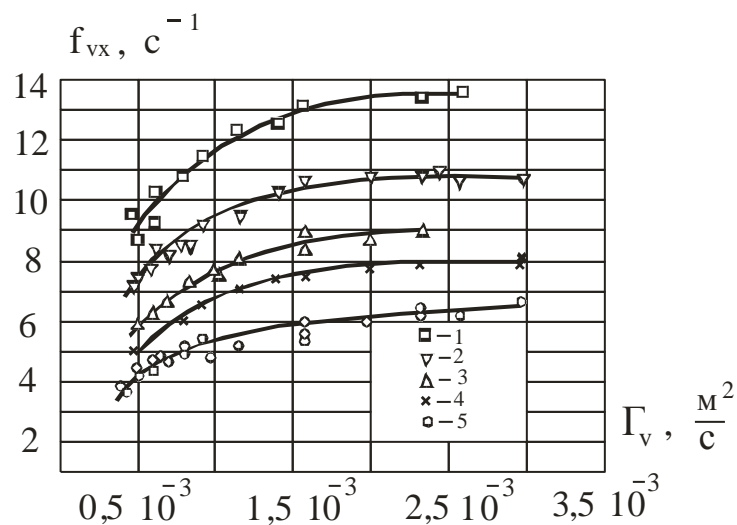


Рис. 1.13. Залежність частоти великих хвиль на поверхні плівки води від щільності зрошення при різних швидкостях повітря $u_{пов}$ в трубці діаметром $D = 31,8$ мм, $L = 10$ м. [65] (рис. наведено з [65])
 $1 - u_{пов} = 18,9$ м/с; $2 - 15,4$; $3 - 13,3$; $4 - 11,6$; $5 - 8,9$.

На рис. 1.14 наведені результати досліджень залежності частоти, фазової швидкості та амплітуди великих хвиль в трубці діаметром 50,8 мм залежно від витрат фаз за даними [7]

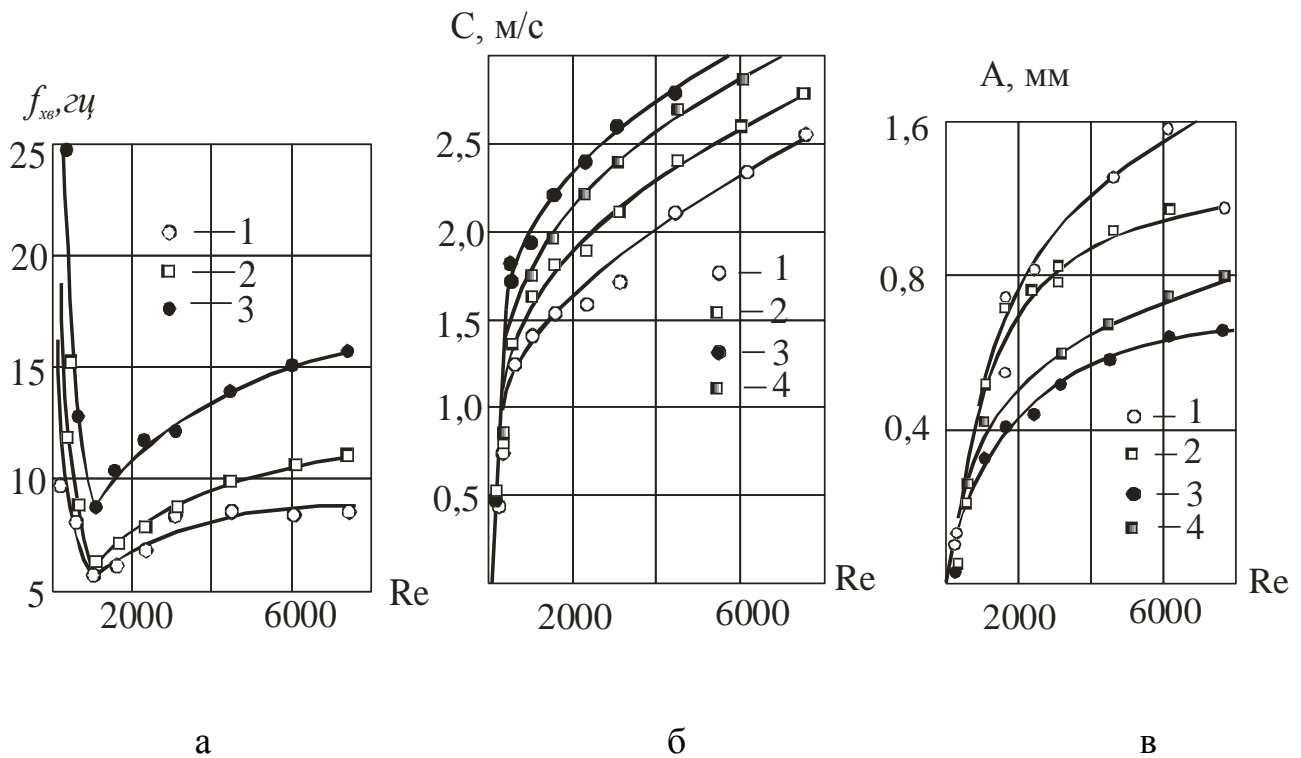


Рис.1.14. Залежність частоти (а), фазової швидкості (б) та амплітуди (в) великих хвиль на поверхні плівки води від щільності зрошення при різних швидкостях повітря $u_{нов}$ у вертикальній трубі діаметром 50,8 мм. за даними [7] 1 – $Re_2 = 0$; 2 – 62500; 3 – 113000; 4 – 92500 . (рис. наведено з [7]).

За свідченням [63] потік газу над поверхнею вертикально стікаючої плівки призводить до зменшення амплітуди хвиль і тим більше, чим вища швидкість газу, в той час, як на горизонтальних поверхнях зростання швидкості газу призводить до пропорційного зростання амплітуди хвиль.

Щодо частоти великих хвиль, автори [65] та [7] дають суперечливі результати в характері розвитку частоти хвиль зі зміною витрати рідини в каналах різної геометрії за вільного стікання плівки з малими витратами. За даними Кулова [65] в трубі 25 мм зі збільшенням щільності зрошення частота великих хвиль монотонно зростає, рис.1.12, а за даними Чу-Даклера [7] в трубі діаметром 50,8 мм має місце як падіння, так і зростання частоти хвиль рис.1.14. Крім того, аналогічний характер розвитку частоти великих хвиль спостерігається і за наявності швидкості повітря над поверхнею плівки, рис.1.14.

Зазначене свідчить про складний характер розвитку хвильової структури в стікаючих плівках як за вільного стікання, так і в умовах супутнього газового потоку і недостатню вивченість механізму розвитку великих хвиль.

1.3.2. Розподілення рідини між хвилями та неперервним прошарком плівки

Експериментальними дослідженнями структури плівки на зовнішній поверхні труби довжиною 594 мм встановлено [68], що вже за чисел Рейнольдса 240, що відповідає щільності зрошення $0,06 \times 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, на відстані 200 – 300 мм від розподільчого пристрою формується неперервний прошарок, товщина якого залишається майже постійною зі зміною щільності зрошення на порядок. При цьому, мало місце безперервне зростання середньої товщина плівки та висоти хвиль.

Схожий результат отримано в [54], де встановлено, що стрімке зростання амплітуди хвиль, і, відповідно, формування неперервного прошарку, починається на відстані 350 – 400 мм від розподільного пристрою.

Експериментальні дані щодо розвитку структури плівки по довжині, які отримані на довгих трубах [63], дещо відрізняються від попередніх. Згідно [63], товщина неперервного прошарку майже рівномірно зменшувалась аж до стану насичення хвильового руху з сформованою структурою великих хвиль на відстані 1,5 – 2,4 м., рис. ... Але, при цьому, щільність зрошення в досліджах [63] в 3 – 4 – рази перевищували ті, за яких виконувались експериментальні дослідження в [68].

Автори [63] надали кореляційну залежність між товщиною неперервного прошарку та середньою товщиною плівки по довжині труби у формі

$$\delta_{cp} - \delta_n = \log_a \left(\frac{x}{2120 \left(\frac{\text{Re}}{4} \right)^{0,425} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} + 1 \right) \cdot 0,8 \cdot 0,101 \left(\frac{\text{Re}}{4} \right)^{0,652} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}, \quad (1.28)$$

$$\text{де } a = 0,45 \left(\frac{x}{2120 \left(\frac{\text{Re}}{4} \right)^{0,425} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} + 1 \right).$$

Щодо товщини плівки за хвильової її структури, то говорять про осереднене значення, яке, як правило, визначають як середньо-арифметичне між максимальною висотою хвиль та товщиною неперервного прошарку.

Перелік відомих емпіричних співвідношень для середньої товщини плівки що відносяться до режимів стікання під дією гравітаційних сил, наведено в [69, 70].

В разі застосування простої моделі пласкої плівки, її товщину для ламінарного режиму руху визначають виходячи із параболічного профіля швидкості, а для турбулентного – з умови застосування закону $1/7$.

1.4. Гідродинамічна взаємодія плівки з ядром потоку

1.4.1. Середня товщина плівки за наявності дотичної напруги на міжфазній поверхні

Важливого значення набуває питання про товщину плівки за умови наявності супутнього парового потоку, оскільки по довжині труб випарних апаратів має місце безперервний процес зростання швидкості парової фази. Товщина плівки у цьому випадку змінюється під дією міжфазної дотичної напруги, величина якої залежить від режиму гідродинамічної взаємодії плівки з паровим (газовим) ядром.

Залежно від співвідношення витрат фаз розрізняють режими слабкої та сильної міжфазної гідродинамічної взаємодії. Початок режиму сильної взаємодії пов'язують, як правило, зі зміною середньої товщини плівки та амплітуди хвиль. З балансу аеродинамічної дій газового потоку на хвилю, яка пропорційна амплітуді, та силі поверхневого натягу встановлено, що критична швидкість газової фази

пропорційна величині $\sqrt{\frac{\sigma}{\rho_2 A}}$. Оскільки амплітуда A великих хвиль пропорційна

середній товщині плівки, для якої характерним лінійним розміром є плівкове число $\left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}$, в [65], на основі обробки серій експериментальних даних з гідродинамічної взаємодії плівки рідини з повітрям встановлена форма співвідношення для критичної швидкості газу у вигляді

$$u_2^{кр.*} = 0,9 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_2 \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}}} Re_1^{-0,19} \quad (1.29)$$

В області $u_2 \geq u_2^{кр.*}$ швидкість газової фази стає домінуючим фактором впливу на гідродинамічні параметри плівки, включаючи товщину, параметри хвиль, гідравлічний опір і, як наслідок, параметри теплообміну.

В області $u_2 \geq u_2^{кр.*}$ існують ряд співвідношень для визначення середньої товщини плівки [65, 71, 72, 73, 74]. В роботах [71, 72] наведені рівняння, які охоплюють і зону слабкої взаємодії. Так, автори [72] надали універсальне рівняння для товщини плівки, яке охоплює діапазон слабкої та початку сильної взаємодії фаз

$$\bar{\delta} = \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3} [0,359 \exp(-0,1305 \cdot 10^{-2} Re_2) - 0,012] Re_1^{0,55+1,2851 \cdot 10^{-5} Re_2} \quad (1.30)$$

В області $u_2 \leq u_2^{кр.*}$ середню товщину плівки можна знайти з відомих рівнянь Живайкіна [71], отриманих на основі обробки даних зі структури плівки водоповітряних потоків в трубах діаметрами 13 , та 21 мм діапазоні чисел Рейнольдса 15 – 4000.

$$\bar{\delta} = [1 - 0,022(u_2 - 4)] \left(\frac{3}{4} \frac{v^2}{g}\right)^{1/3} Re_1^{1/3} \text{ при } 4 \leq u_2 \leq u_2^{кр.*}, \quad (1.31)$$

$$\bar{\delta} = [1 - 0,022(u_2 - 4)] \left(\frac{3 v^2}{4 g} \right)^{1/3} Re_1^{1/3} + 255 \left(\frac{v^{9/5}}{g} \right) \frac{(Re_1 - Re_1^*)^{4/5}}{u_2^{1/8}} \text{ при } u \geq u_2^{кр.*}$$

де Re_1^* – критичне число Рейнольдса.

$$Re_1^* = 29,2 Re_1^{-0,75}, \quad \text{при } Re_1 \leq \frac{0,085}{v^2},$$

$$Re_1^* = 100 v Re_1^{-0,25} \quad \text{при } \frac{28,8}{v} \geq Re_1 \geq \frac{0,085}{v^2}.$$

В області $u_2 \geq u_2^{кр.*}$ більш переконливими, виходячи з повноти надання експериментального матеріалу, видаються співвідношення Кулова [65] для визначення середньої товщини плівки

$$\frac{\bar{\delta}}{\left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} \left(1 - \frac{2\bar{\delta}}{D} \right)^{1/3} = 484 Re_1^{0,33} Re_2^{-0,67} \text{ при } Re_1 \leq 1200, \quad (1.32)$$

$$\frac{\bar{\delta}}{\left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} \left(1 - \frac{2\bar{\delta}}{D} \right)^{1/3} = 62,6 Re_1^{0,52} Re_2^{-0,61} \text{ при } Re_1 \geq 1200. \quad (1.33)$$

Результати розрахунку товщини плівки за співвідношеннями (1.32, 1.33) та співставлення результатів розрахунку з експериментальними даними для середньої товщини плівки води та водо-гліцеринової суміші при супутньому повітряному потоці в трубі діаметром 25 мм [65] для ламінарного та турбулентного режимів руху плівки наведені на рис. 1.15 та рис.1.16 відповідно.

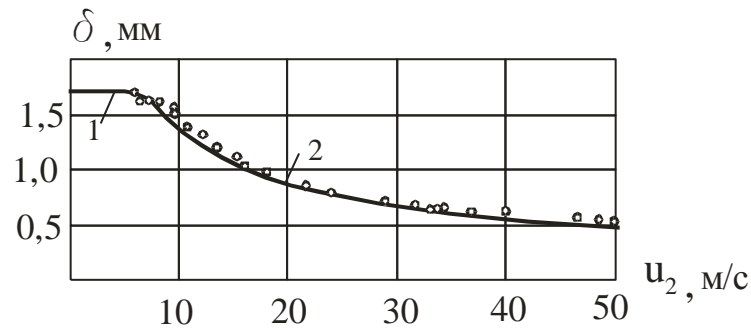


Рис.1.15 Залежність середньої товщини плівки водо-гліцеринового розчину від швидкості газу. 1 – ламінарний режим, вільне стікання; 2 – рівняння (1.32).

$Re_1 = 864$; $\mu = 10,14 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$.

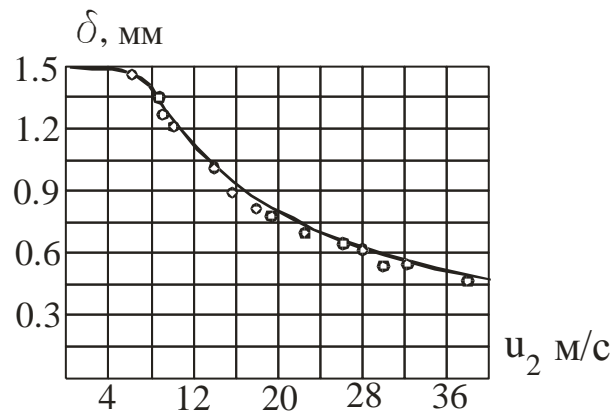


Рис. 1.16. Порівняння розрахункової товщини плівки води з експериментальними даними залежно від швидкості повітря в трубі діаметром 25 мм в режимі розвинутої турбулентності.

Точки – дані [65] вода, $t = 25 \text{ }^\circ\text{C}$. Витрата води $\Gamma_v = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$. $Re = 13200$. Лінія – розрахунок за співвідношенням 1.33.

1.4.2. Міжфазна гідравлічна взаємодія плівки та парового ядра.

Крім зміни товщини плівки важливого значення набуває питання визначення дотичної міжфазної напруги, або коефіцієнта міжфазного гідравлічного тертя за наявності хвильової структури, яка в загальному випадку визначається як

$$\tau_i = \frac{\Delta P_{mp} d}{4L} = \xi_{mp} \frac{\rho_2 \bar{u}_2^2}{8}. \quad (1.34)$$

Коефіцієнт міжфазного тертя ξ_{mp} має складну залежність від витратних характеристик фаз внаслідок наявності поверхневих хвиль та їх взаємодії з газовим потоком. Переважна кількість експериментальних робіт виконана з використанням води та повітря, як компонентів кільцевого потоку. Всі без винятку дослідники констатували різке зростання коефіцієнта тертя при досягненні певної критичної швидкості газу, за якої спостерігалось значне зростання висоти хвиль та початок зносу частини рідини з їх гребенів. Далі в міру зростання швидкості газу навпаки мало місце падіння коефіцієнта опору; при цьому спостерігалось зменшення висоти гребенів хвиль, а частина рідини перебувала в ядрі потоку в дисперсній формі.

Перше критичне число Рейнольдса, за якого має місце стрімке зростання гідравлічного опору згідно [61]:

$$\text{Re}_{z,1}^{kp} = 186 \left(\frac{\Gamma_v}{v} \right)^{-0,15} \left[\frac{d}{\left(\frac{v_z^2}{g} \right)^{2/3}} \right]^{0,642} \left(\frac{L}{d} \right)^{-0,32}. \quad (1.35)$$

Відповідно границя між 2 та 3 зоною визначається як:

$$\text{Re}_{z,2}^{kp} = 1,15 \cdot 10^3 \left(\frac{\Gamma_v}{v} \right)^{-0,15} \left(\frac{L}{d} \right)^{0,096} \left(\frac{u_z^2 \rho_z d}{\sigma} \right)^{0,64} \left(\frac{v}{v_z} \right)^{0,44} \left(\frac{L}{d} \right)^{0,99}. \quad (1.36)$$

Співвідношення для розрахунку коефіцієнта тертя для відповідно 1, 2 та 3 зон автори [61,63] для труби діаметром 34 мм надали в наступному вигляді:

$$\xi = \xi_c \left[1 + 0,75 Re_2^{-0,51} \left(\frac{g \delta}{\nu} \right)^{0,505} \left(\frac{\sigma}{\rho_2 g \delta^2} \right)^{0,08} \right], \quad (1.37)$$

$$\xi = \xi_c \left[1 + 2,95 \cdot 10^{-20} Re_2^{4,5} \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,505} Ga^{1,6} \left(\frac{\nu^{2/3}}{d g^{1/3}} \right)^{5,5} \left(\frac{x}{d} \right)^{0,812} \right], \quad (1.38)$$

$$\xi = \xi_c \left[1 + 956 Ga^{-0,705} We^{-0,32} \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,75} \left[1 + 533 \left(\frac{L}{d} \right)^{-2,5} \right] \right], \quad (1.39)$$

де ξ_c – коефіцієнт гідравлічного тертя на суху стінку.

Автор [75] для труби діаметром 25 мм рекомендує розраховувати коефіцієнти гідравлічного тертя для 2 та 3 зон за співвідношеннями:

$$\xi = 0,18 \cdot 10^{-9} Re_2^{1,35} Re^{0,93}, \quad (1.40)$$

$$\xi = 0,893 Re_2^{-0,492} Re^{0,49}. \quad (1.42)$$

В такій же формі для труби 50 мм рекомендує розраховувати коефіцієнт тертя Чен Ше-Фу Ібеле [76]:

$$\xi = 0,68 \cdot 10^{-7} Re_2^{0,582} Re^{0,705}, \quad (1.43)$$

$$\xi = 0,3 Re_2^{-0,468} Re^{0,517}. \quad (1.44)$$

В [77] пропонується коефіцієнт міжфазного тертя надавати у формі Колбрука-Уайта через еквівалентну пісочну шорсткість, як аналог висоти поверхневих хвиль.

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 1,74 - 0,87 \ln \left(\frac{2\Delta_{ek}}{d} + \frac{18,6}{Re_2 \sqrt{\xi}} \right). \quad (1.45)$$

Еквівалента пісочна шорсткість виражається через дотичну напругу на міжфазній поверхні, як комплексний параметра, що враховує взаємодію газової та рідкої фаз.

$$\Delta_{ek} = 7 \cdot 10^3 \frac{\tau_i^*}{\tau_i^{*2,8} + 15} Re^4 We_*^{-3,8} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_2)}}, \quad (1.46)$$

де $\tau_i^* = \frac{\tau_i}{\rho g \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}}$, $We_* = \frac{\sigma}{\rho g \left(\frac{v^2}{g} \right)^{2/3}}$ – безрозмірна дотична напруга на міжфазній

поверхні та модифіковане число Вебера.

Рівняння (1.46) отримано при аналізі експериментальних даних для парорідинних потоків в трубі діаметром 28 мм і справедливе для 2 та 3 зон одночасно.

Результати розрахунку за наведеними вище формулами суттєво відрізняються між собою, оскільки мають в своїй структурі лише витратні характеристики потоків і є узагальненням результатів переважно власних дослідів для конкретних геометричних розмірів експериментальних каналів.

Найбільш загальною формою надання результатів досліджень коефіцієнта міжфазного гідравлічного тертя, яке узагальнює дослідні дані, що отримані на елементах трубопроводів різних діаметрів, надано в [78]

$$\xi = \xi_{газ} \left[1 + \frac{20}{\xi_{пл}^{0,75}} \left(\frac{2\delta}{d} - \frac{B}{\sqrt{\frac{\xi}{32} Re_{газ}}} \right) \right]. \quad (1.47)$$

Коефіцієнти гідравлічного тертя для газу $\xi_{газ}$ та плівки $\xi_{пл}$ розраховуються за відомим співвідношенням Блазіуса для гідравлічно гладких труб. Число

Рейнольдса для газу $Re_{газ}$ розраховується по відносній швидкості газу та поверхні плівки. Кофіцієнт B визначається в точці переходу від зони слабкої до зони сильної взаємодії фаз.

Складність використання для розрахунків ξ рівняння (1.47) полягає, по-перше, в необхідності визначення відносної товщини плівки, що в умовах наявності потоку газу потребує інформації щодо міжфазної напруги, а, відповідно, і коефіцієнта міжфазного тертя, а, по-друге, форма узагальнення (1.47) передбачає наявність ітераційного циклу при визначенні ξ , що, з врахуванням першого фактора, суттєво ускладнює розрахунки.

1.4.3. Краплинний масообмін між поверхнею плівки та ядром потоку

Відповідно до даних візуальних спостережень та фотофіксацій процесів супутнього руху плівки рідин з газом встановлено, що знесення краплин з міжфазної поверхні відбувається за рахунок динамічного напору газу на поверхню великих хвиль [79]. При цьому у довгих каналах процеси знесення краплин з поверхні супроводжуються зворотними процесами – їх випадіння з газового потоку на поверхню плівки, тому на певній відстані настає режим динамічної рівноваги. Процеси краплинного масообміну між газовим ядром та поверхнею плівки досліджені рядом авторів [7, 65, 80, 81, 65]

Якщо за вільного стікання плівки процес утворення великих хвиль завершується станом насичення хвильового руху, за межами якого амплітуда хвиль не зростає, то при супутньому газовому потоці, особливо в області сильної взаємодії, амплітуда хвиль, яка пропорційна товщині плівки, зменшується. Так, за вимірами Чу та Даклера [7] встановлено, що в області сильної взаємодії відношення амплітуди великих хвиль до середньої товщини плівки в діапазоні $200 \leq Re_1 \leq 1000$ – зростає від 0,2 до 1, а при $Re_1 \geq 1000$ залишається постійним рівним 1, тобто у 2 рази менше, ніж в разі вільного стікання плівки.

В літературі наведено ряд співвідношень для розрахунку критичної швидкості газу, за якої починається знесення рідини з гребенів великих хвиль в трубах різних діаметрів. Найбільш відомими з них є співвідношення Л.Я.Живайкіна [71], Чен Ше-Фу Ібеле [76], Б.Я. Карастелева, В.В.Пермякова [83], Н.Н.Ковальногова , Е.А.Міронова [65], які надані у вигляді залежності критичної швидкості газової фази в кільцевому низхідному водо-повітряному потоці від режимних параметрів. Найбільш відомі з них:

1 – Л.Я.Живайкін [71]

$$\frac{u_{2кр} \mu_1}{\sigma} = 0,29 \operatorname{Re}^{-0,75} \quad \text{при} \quad \operatorname{Re} \leq \frac{0,085 \cdot 10^{-4}}{v_1^2},$$

$$\frac{u_{2кр} \mu_1}{\sigma} = 100 \operatorname{Re}^{-0,25} \quad \text{при} \quad \frac{0,085 \cdot 10^{-4}}{v_1^2} \leq \operatorname{Re} \leq \frac{28,8 \cdot 10^{-4}}{v_1}, \quad (1.48)$$

$$\frac{u_{2кр} \mu_1}{\sigma} = 43,2 \operatorname{Re}^{1,25} \quad \text{при} \quad \operatorname{Re} \geq \frac{28,8 \cdot 10^{-4}}{v_1}.$$

2–Чен Ше-Фу Ібеле [76]

$$\operatorname{Re}_2 = 1,199 \cdot 10^6 \operatorname{Re}^{-0,301} . \quad (1.49)$$

3 – Б.Я. Карастелева [83]

$$\sqrt{\frac{\rho_2 u_{2кр}^2}{g \sigma (\rho_1 - \rho_2)}} = 14 \operatorname{Re}_8^{-2/3} \left[\frac{\sigma^{3/2}}{\sqrt{g} v^2 (\rho_1 - \rho_2)^{3/2}} \right]^{0,07} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \right)^{0,25} . \quad (1.50)$$

4 – Н.Н.Ковальногова [65]

$$\text{Re}_2 = 8,23 \text{Re}^{-0,25} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-0,5} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} \right)^{-1,4} \left[1 + 171,93 \sqrt{\text{Re}_2} \left(\frac{\mu_2 \mu_1}{\sigma} \right)^{0,3} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-0,25} \frac{g \sigma \rho_1}{\rho_2^2 u_2^4} \right]. \quad (1.51)$$

Наведені співвідношення отримані, як результат узагальнення власних дослідів авторів в каналах різних діаметрів, тому результати розрахунків за наведеними співвідношеннями відрізняються в рази.

Для практичних розрахунків процесів перенесення в низхідних двофазних потоках необхідно знати частку знесеної газовим потоком з поверхні плівки рідини. В роботі [65] надані результати досліджень зносу краплин з плівки в газо-рідинних потоках в трубі діаметром 25 мм довжиною від 0,3 до 2,4 м, виконаних методом відведення рідини пристінної плівки за допомогою кільцевої щілини. Деякі результати залежності частки знесеної з поверхні плівки рідини по довжині каналу надані на рис.1.17

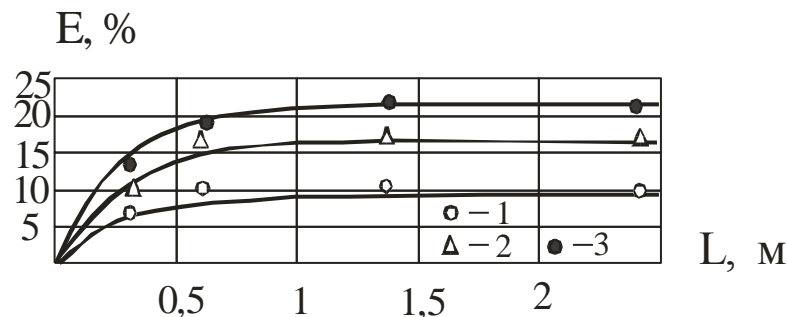


Рис. 1.17 Зміна частки диспергованої з поверхні плівки в газове ядро потоку води по довжині труби. [65]

1 – $\text{Re}_1 = 8400$, $\text{Re}_2 = 33000$; 2 – $\text{Re}_1 = 1600$, $\text{Re}_2 = 67000$; 3 – $\text{Re}_1 = 8400$, $\text{Re}_2 = 58500$. Лінії розраховані за співвідношенням (1.52).

Як видно з рис. 1.17 стан насичення, або динамічної рівноваги між ядром потоку та пристінною плівкою досягається на довжині 1 м від початку формування двофазного потоку незалежно від співвідношення витрат фаз.

Отримане в [65] співвідношення для розрахунку частки знесеної з плівки в ядро потоку рідини в діапазоні режимних параметрів, наближених до діапазону роботи випарних апаратів цукрової промисловості має вигляд

$$E = 1,52 \cdot 10^{-7} Re_1^{0,29} Re_2^{1,41} \left[1 - \exp\left(-0,092 \frac{L}{D}\right) \right]. \quad (1.52)$$

Відповідно до даних, наданих на рис. 1.17, масова частка знесеної рідини складає 10% при $Re_1 = 8400$, та $Re_2 = 33000$. Об'ємна щільність зрошення за наведених чисел Рейнольдса дорівнює $2,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, а швидкість повітря 26 м/с. Реальна витрата рідини у випарних апаратах на порядок менше, а швидкість пари менше у 1,5 – 2 рази. Тому фактор знесення рідини з поверхні плівок в діапазоні режимних параметрів, характерних для роботи випарних апаратів, не відіграє суттєвої ролі в процесах перенесення в кільцевих потоках в кип'ятільних трубах випарних апаратів.

1.5. Неусталений рух плівки по вертикальній поверхні, довжина ділянки гідродинамічної стабілізації

Неусталений рух плівки на гладкій поверхні має місце або безпосередньо після розподільчого пристрою на вході в канал, або після збурення, викликаного, наприклад, проходженням великих хвиль, що скочуються по поверхні залишкового шару плівки при значних витратах рідини.

Формування плівки на вертикальній поверхні здійснюється або за допомогою каліброваних щілин, або простим переливанням через краї теплообмінної поверхні. Перший спосіб використовують переважно в експериментальних установках, другий – випарних апаратах як малої, так і великої потужності.

Можна виділити чотири основних варіанта розподілу вихідної швидкості плівки залежно від конструкції розподільчого пристрою, рис.18

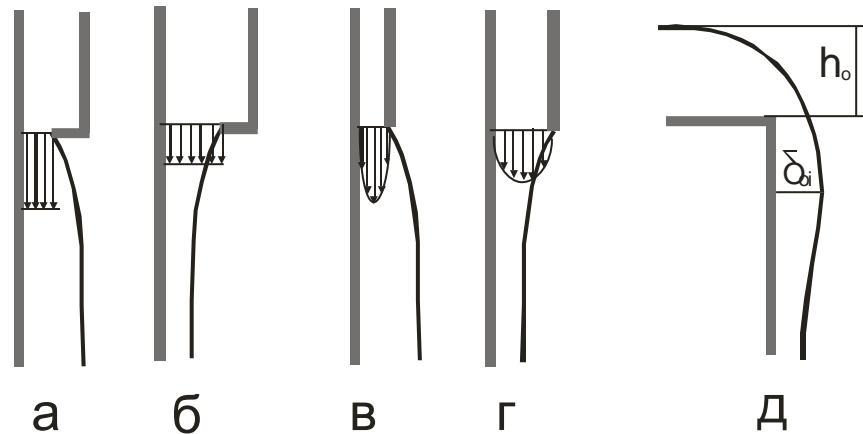


Рис.1.18. Варіанти формування вхідного профілю швидкості.

Вихідний профіль (а) та (в) має місце при градієнтному витіканні рідини із щілини, коли початкове гальмування потоку призводить до потовщення плівки після виходу із щілини. Профіль (б) та (г) реалізується при вільному витіканні рідини з наступним прискоренням плівки і та зменшенням її товщини .

У плівкових випарних апаратах із великою кількістю труб, як правило, здійснюють спосіб вільного стікання рідини з горизонтальної поверхні трубної дошки на вертикальні теплообмінні труби, рис 1.18(д)

Довжину ділянки гідродинамічної стабілізації , а також розподілу швидкості та товщини плівки в межах розвитку її гідродинамічної структури знаходять або з рівняння руху при $\frac{\partial P}{\partial y} = 0$ [84], або з балансу сил виділеного об'єму плівки [85] .

З балансу сил кільцевого елемента плівки при її вільному стіканні за умови параболічного профілю швидкості на ділянці гідродинамічної стабілізації автором [85] отримано вираз для товщини плівки від поточної координати x

$$x = \frac{V^2}{b^2 g} \left[\frac{1}{6\delta_o^2} \ln \frac{(\delta_o^2 + \delta_o + \delta^2)(\delta_o - \delta_s)^2}{(\delta_o^2 + \delta_o \delta_s + \delta_s^2)(\delta_o - \delta)^2} + \frac{1}{3\delta_o^2 \sqrt{3}} \left(\arctg \frac{2\delta + \delta_o}{\delta_o \sqrt{3}} - \arctg \frac{2\delta_s + \delta_o}{\delta_o \sqrt{3}} \right) \right], \quad (1.53)$$

де δ_o – товщина плівки усталеного руху, δ_s – товщина плівки на початку переливного пристрою. ($\bar{u} = \frac{V}{b\delta}$)

Отриманий розв'язок, незважаючи на спрощення щодо параболічного профілю швидкості на ділянці стабілізації, дає результат по товщині плівки і довжині перехідної ділянки, який практично співпадає з результатами чисельного інтегрування рівняння Нав'є-Стокса, наданого в роботі [86], рис. 1.19

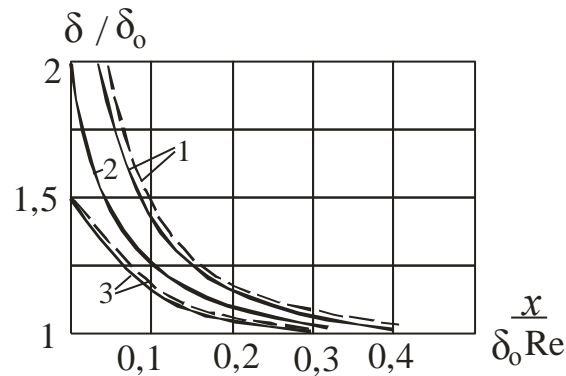


Рис. 1.19. Довжина ділянки гідродинамічної стабілізації. Суцільні лінії – розрахунок по (1.53); штрихові – чисельний розв'язок [86]. 1 – $\frac{\delta_s}{\delta_o} = 4$; 2 – 2; 3 – 1,5.

Аналогічним способом на основі інтегрального методу збереження імпульсів з використанням автономного параболічного профілю швидкості отримано вираз для довжини ділянки гідродинамічної стабілізації ламінарної плівки [34]

$$X = \frac{\text{Re}}{15} \left[2\sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2H+1}{\sqrt{3}} - 2\sqrt{3} \operatorname{arctg} \frac{2H_s+1}{\sqrt{3}} - \ln \frac{(1-H)^2(1+H_s+H_s^2)}{(1-H_s)^2(1+H+H^2)} \right] \quad (1.54)$$

Де $H = \frac{\delta}{\delta_o}$; $H_s = \frac{\delta_s}{\delta_o} X = \frac{x}{\delta_o}$; $Re = \frac{U_v}{\nu}$; δ_o – товщина плівки усталеного руху. δ_s – початкова товщина плівки при $X = 0$.

Аналогічне співвідношення отримано Г. Гімбутісом [87].

Але рівняння (1.53,1.54) відображають залежність товщини плівки на ділянці її розвитку за умови попередньо постульованого незмінного параболічного профіля швидкості. Для знаходження дійсного профіля швидкості необхідно розв'язати рівняння Нав'є-Стокса за умови, що, як мінімум, $w = 0$, $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0$, $\frac{\partial u}{\partial \tau} = 0$. Тоді рівняння руху плівки набуває вигляду

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = g + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (1.55)$$

а його розв'язок надано Е.Г.Воронцовим [84, 69], підстановкою в (1.55) функціонального ряду

$$u(x, y) = \varphi_o(y) + \frac{\varphi_1(y)}{(x + \alpha)} + \frac{\varphi_2(y)}{(x + \alpha)^2} + \dots + \frac{\varphi_n(y)}{(x + \alpha)^n},$$

де α – константи, $\varphi_i(y)$ – невідомі функції, які підлягають визначенню.

Збираючи члени, що мають загальні множники $(x + \alpha)^k$, отримують систему простих диференціальних рівнянь відносно функцій $\varphi_o(y)$, $\varphi_1(y)$, $\varphi_2(y)$..., розв'язок якої дає вираз для профілю швидкості.

Інший розвинений в [88] метод наближеного розв'язку рівняння руху за умови $w \neq 0$.

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial y} = g + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1.56)$$

Для отримання поточного значення товщини плівки та довжини ділянки гідродинамічної стабілізації розв'язок (1.56) базується на використанні базової степеневі функції для профілю швидкості, яку підставляють в рівняння руху (1.56)

$$u = u_1 \left[1 - \left(1 - \frac{y}{q} \right)^{n_1} \right], \quad (1.57)$$

де $u_1 = u_o \sqrt{\frac{2gx}{u_o^2} + 1}$ – швидкість на поверхні плівки, u_o – швидкість рідини в перерізі щілини; q – товщина граничного прошарку; n_1 – параметр профілю швидкості в плівці.

Розв'язок (1.56), (1.57) дає [88]:

$$\begin{aligned} \bar{x} - \bar{x}_o = & \frac{2}{2n_1 + 1} \left[\frac{1}{6B^{2/3}} \ln \frac{B^{2/3} + B^{1/3}\bar{\delta} + \bar{\delta}^2}{(B^{1/3} - \bar{\delta})^2} + \frac{1}{B^{2/3}\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \left(\frac{B^{1/3} + 2\bar{\delta}}{B^{1/3}\sqrt{3}} \right) \right] - \\ & - \frac{2}{2n_{10} + 1} \left[\frac{1}{6B_o^{2/3}} \ln \frac{B_o^{2/3} + B_o^{1/3}\bar{\delta}_o + \bar{\delta}_o^2}{(B_o^{1/3} - \bar{\delta}_o)^2} + \frac{1}{B_o^{2/3}\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \left(\frac{B_o^{1/3} + 2\bar{\delta}_o}{B_o^{1/3}\sqrt{3}} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.58)$$

де $B = \frac{n_1 + 1}{3}$; $B_o = \frac{n_{10} + 1}{3}$; $\bar{x} = \frac{x}{\delta_o Re}$; $\bar{\delta} = \frac{\delta}{\delta_o}$; n_{10} – значення параметра n_1 при $\bar{x} = \bar{x}_o$.

При $\bar{x}_o = 0$, $\bar{\delta}_o = \bar{\delta}_s = \frac{\delta_s}{\delta_o}$, δ_s – ширина щілини; δ_o – товщина усталеної плівки.

Результати розрахунку зміни параметрів плівки на ділянці стабілізації наведено на рис. 1.20

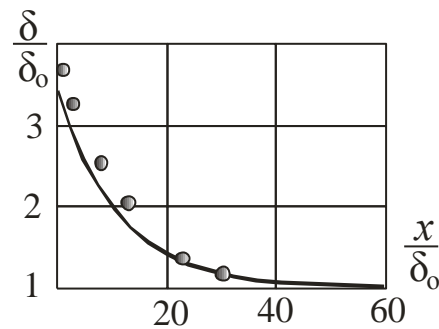


Рис. 1.20. Залежність товщини плівки від довжини на ділянці гідродинамічної стабілізації. Лінія – розрахунок за (1.58). Експериментальні точки [89] при $\frac{\delta_s}{\delta_o} = 3,7$, $Re = 75$.

Для визначення товщини та довжини ділянки гідродинамічної стабілізації Холпанов [86] надав чисельний розв'язок рівняння Нав'є-Стокса, результати якого мають вигляд

$$\delta(x) = \delta_o \left(\frac{\delta_s}{\delta_o} \right)^{\frac{0,1}{0,1+\bar{x}}}, \quad (1.59)$$

$$l_{vx} = 2 \exp\left(-\frac{2,3H_1}{28H_1 - 20} \right) \delta_o Re, \quad (1.60)$$

де $\bar{x} = \frac{x}{\delta_o Re}$, $H_1 = \frac{\delta_s}{\delta_o}$, δ_s – ширина щілини для формування плівки.

Таким чином, довжина ділянки гідродинамічної стабілізації після розподільчого пристрою в діапазоні витрат, характерних для експлуатації випарних апаратів не перевищує 0,2 м і суттєвого впливу на осереднені процеси теплообміну в довгих каналах не створює.

1.6. Моделі турбулентності плівкових течій

В сучасній практиці чисельного моделювання гідродинамічної структури потоків однофазних рідин, що обтікають тверді поверхні, в середовищі *ANSYS* застосовують гібридні моделі турбулентності – в пристінній області, де переважає дрібномасштабна турбулентність $k-\omega$ модель, а в зовнішній, де переважає великомасштабна турбулентність, $k-\varepsilon$ модель [90...97], за якої кінетична енергія турбулентності в кожній точці k відповідає швидкості її дисипації ε .

Застосування названих моделей до плівкових течій проблематичне оскільки, по-перше, плівки мають малу товщину, тому відсутній простір для розвитку турбулентності, по-друге, міжфазна поверхня вкрита рухомими хвилями, характер розвитку яких змінюється з довжиною перебігу хвиль, а, по-третє, експериментально виявлено, що міжфазна поверхня демпфує та пригнічує турбулентність.

Очевидно, що процеси турбулентного перенесення теплоти та імпульсу в плівках підпорядковані іншим закономірностям, ніж в однофазних потоках, а базові моделі турбулентності для процесів перенесення в плівках повинні враховувати демпфуючий турбулентність ефект дії міжфазної поверхні, яка перешкоджає як розвитку турбулентних вихорів, так і їх руху.

В досліджах Джепсена [98] а також Ламурелле та Сандала [99] по абсорбції газу плівкою виявлено майже параболічну залежність профілю турбулентної в'язкості на зовнішній частині плівки з максимумом в середній частині та мінімумом на міжфазній поверхні, рис. 1.21

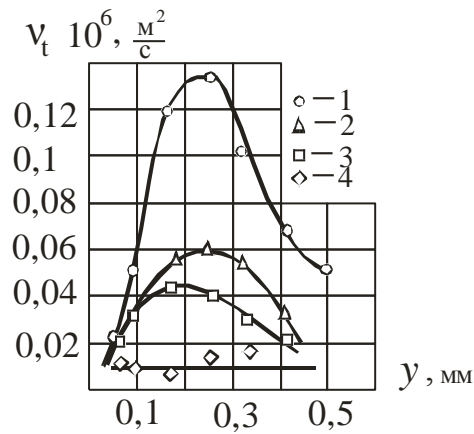


Рис. 1.21 Залежність турбулентної в'язкості по товщині плівки води, стікаючої по нахиленому під кутом 9° жолобу [98]. 1 – $Re = 1834$; 2 – 1462; 3 – 1099; 4 – 732.

Аналогічні результати отримані Б.Ганчевим [59] при безпосередньому вимірюванні турбулентних пульсацій швидкості методом електронного стробоскопування введених в потік мікрочастинок алюмінію.

Отримані результати лягли в основу пошарових моделей турбулентності в стікаючих плівках [100], в яких пристінний прошарок плівки розглядається в наближенні Ван-Дріста [101], середній – Річарда [102], а зовнішній – Ламурелле-Сандала [99].

Відповідно до [101] межах пристінного шару $0 \leq y^+ \leq 30$, або $0 \leq \eta \leq 120 \frac{\sqrt{Fr}}{Re}$ розподіл турбулентної в'язкості має вигляд

$$\frac{v_t}{\nu} = \frac{1}{2} \left\{ -1 + \left[1 + 0,04 \left(\frac{Re^2 \eta^2}{Fr} \right) \left(1 - \exp \left(- \frac{Re \eta}{104 Fr} \right) \right)^2 \right]^{0,5} \right\}. \quad (1.61)$$

В середній частині плівки розподіл турбулентної в'язкості відповідає співвідношенню Річарда [102].

$$\frac{v_t}{v} = K \frac{Re}{\sqrt{Fr}} (2\eta - \eta^2)(3 - 4\eta + 2\eta^2). \quad (1.62)$$

Величина K дорівнює значенню $\frac{v_t}{v}$, визначеної з попередньої формули (1.61) при $\eta = 120 \frac{\sqrt{Fr}}{Re}$.

На зовнішньому шарі плівки розподіл турбулентної в'язкості має характер затухаючої функції, якій відповідає співвідношення Ламурелле і Сандала [99].

$$\frac{v_t}{v} = 3,153 \cdot 10^{-7} Fr^{-2/3} Re^{2,758} \eta^2, \quad (1.63)$$

де $Fr = \frac{u_{cp}}{g \delta}$.

Границі дії співвідношень (1.61, 1.62, 1.63) визначаються точками їх взаємного перетину.

З метою зменшення об'єму математичних викладок застосовують і двошарові моделі, в яких пристінний шар розглядається як частина потоку однофазного відповідно до моделі Ван-Дрїста [101], а зовнішній – як частина плівки із затуханням турбулентності відповідно до моделі Ламурелле-Сандала, або інших, які відповідним чином враховується процес пригнічення турбулентності міжфазною поверхнею плівки. Так в [103] прийнята двошарова структура плівки, в якій турбулентність зовнішньої частини розрахована відповідно до моделі Хаббарта, Мілса, Чжуня [104, 105]

$$\frac{v_t}{v} = 8,13 \cdot 10^{-17} Ar_{x\delta} \frac{(g v_1)^{2/3}}{u^{*2}} Re_1^{2n} (1 + 14,88 b \tau_i^* Re_1^{-2/3})^2 (\delta^+ - y^+)^2, \quad (1.64)$$

де $n = 695 \sqrt{v_1}$; $b = 0,9 + 1,73 \cdot 10^{12} v_1^2$; $\tau_i^* = \frac{\tau_i}{\rho g \left(\frac{v_1}{g} \right)^{1/3}}$; $Ar_{x\delta} = \frac{\sigma^3 \rho_1^2}{g \mu_1^4 (\rho_1 - \rho_2)}$.

Останнє рівняння враховує і вплив міжфазного тертя на розподіл турбулентної в'язкості.

Фагрі А., Себан Р. [106, 107] надали рівняння для функції турбулентності зовнішньої частини плівки у формі

$$\frac{v_t}{\nu} = (2 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}^{1,425} \delta^{+4/3}) \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2. \quad (1.65)$$

В середній частині плівки автори [106, 107] рекомендують розраховувати коефіцієнт турбулентного перенесення теплоти за рекомендаціями [108]

$$\frac{v_t}{\nu} = 0,057 \delta^+. \quad (1.66)$$

Подібне співвідношення для зовнішньої частини плівки запропоновано Гімбутісом [87,109], де також зростання інтенсивності турбулентності пропорційно квадрату відстані від міжфазної поверхні вглибину плівки

$$\frac{v_t}{\nu} = 16 y^{+1/3} \operatorname{Ka}^{-1/3} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+}\right)^2. \quad (1.67)$$

В пристінній області функція турбулентності в [109] надається як:

$$\frac{v_t}{\nu} = 0,5 \left[\sqrt{\left(1 + \frac{v_{xe}}{\nu}\right)^2 + (0,82 K_n N y^+)^2} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+}\right) - \left(1 + \frac{v_{xe}}{\nu}\right) \right], \quad (1.68)$$

$$\text{де } N = \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{6}\right)\right]^{1+0,6y^+}, \quad K_n = \left[1 - \exp\left(-2 \cdot 10^{-5} \operatorname{Re}\right)\right]^{\frac{0,7 \operatorname{Ka}^{0,1}}{\operatorname{Re}}},$$

а в середній частині плівки плівки як

$$\frac{v_t}{\nu} = 0,82 y^{+0,86} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right). \quad (1.69)$$

Гімбутісом [109] прийнято, що турбулентне перенесення, яке викликано поверхневими хвилями, необхідно враховувати окремо від турбулентності, що розвивається в плівках незалежно від наявності хвиль. Тому у співвідношенні (1.68) зі знаком (-) присутній член $\left(1 + \frac{v_{xw}}{\nu} \right)$, а складову турбулентної в'язкості, яка зумовлена поверхневими хвилями в [109] рекомендується визначати як

$$\frac{v_{xw}}{\nu} = 4 \cdot 10^{-5} Ka^{-0,068} Re^{4/3} \frac{sh^2 z + \sin^2 z}{sh^2 z_\delta + \sin^2 z_\delta}, \quad (1.70)$$

де $z = 0,025 Ka^{-0,034} Re^{2/3}$; $z_\delta = z \frac{y^+}{\delta^+}$.

Інший спосіб врахування пригнічення турбулентності міжфазною поверхнею плівки, запропонований С.М. Василенком [110, 111], полягає у введенні додаткової демпфуючої функції, яка по аналогії з поправкою Ван Дріста, зменшує довжину шляху змішування в плівці на міжфазній поверхні

$$\frac{v_t}{\nu} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(1 + l^{+2} \frac{\tau_i + \rho g (\delta - y)}{\tau_i + \rho g \delta} \right)^{0,5}, \quad (1.71)$$

де $l^+ = 0,4 y^+ \left[1 - \exp \left(-\frac{y^+}{2\delta} \right) \right] \left\{ 1 - \exp \left[n \left(\frac{y^+}{\delta^+} - 1 \right) \right] \right\}$.

Емпіричний коефіцієнт n в співвідношенні для l^+ визначено із умов відповідності результатів моделювання процесів теплообміну в плівці експериментальним даним, отриманих на модельних установках і має вигляд

$$n = 19,435 Re^{-0,345} Pr^{-0,34} (1 + \tau_i^*)^{0,163}. \quad (1.72)$$

Графічна інтерпретація співвідношень (1.71, 1.72) наведена на рис.1.22.

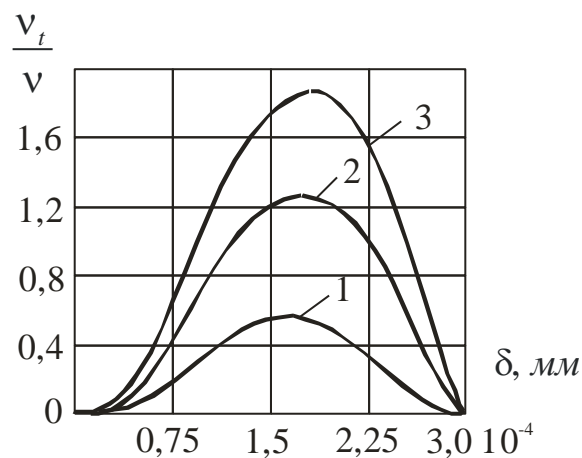


Рис. 1.22 Розподілення турбулентної в'язкості в перетині плівки відповідно до (1.71, 1.72) [110, 111]. $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; $1 - \tau_i = 0 \frac{H}{M}$, $2 - 1$; $2 - 2$.

Незручність застосування вище наведених співвідношень у розв'язанні рівнянь руху та енергії для плівкових течій полягає у необхідності секціонування турбулентної частини плівки на прошарки з обов'язковим стикуванням розв'язків на їх границях, що ускладнює інтегрування отриманих рівнянь. Тому найбільш зручним співвідношенням врахування турбулентності в плівках видається рівняння, запропоноване М.Д.Міллійонциковим [112], згідно якого існує ламінарій прошарок товщиною $\delta_l^+ = 7,8$, в межах якого при $\eta \leq \frac{7,8}{\delta^+}$, $\frac{v_t}{v} = 0$, та

турбулентний прошарок з параболічний профілем турбулентної в'язкості в діапазоні $\frac{7,8}{\delta^+} \leq \eta \leq 1$

$$\frac{v_t}{\nu} = 0,39(\eta\delta^+ - \delta_n^+)(1 - \eta). \quad (1.73)$$

$$\text{де } \eta = \frac{y}{\delta}; \quad \eta_n = \frac{\delta_n}{\delta} = \frac{\delta_n^+}{\delta^+}; \quad \delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{\nu} = 7,8; \quad \delta^+ = \frac{\delta u^*}{\nu}; \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_i + \rho g \delta}{\rho}}; \quad \delta_n = \frac{7,8\nu}{u^*}.$$

Зручність рівняння (1.73) полягає у неперервності функції $\frac{v_t}{\nu} = f(\eta)$ в турбулентному прошарку. Графічна інтерпретація (1.73) наведена на рис. 1.23

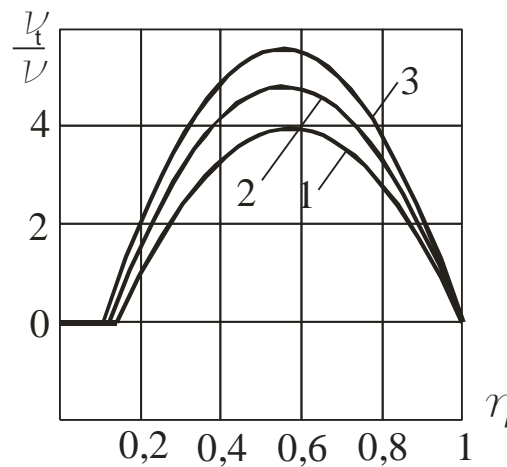


Рис. 1.23. Розподілення турбулентної в'язкості в перетині плівки відповідно до (1.73), [112], $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; $1 - \tau_i = 0 \frac{H}{M}$, $2 - 1$; $2 - 2$.

У співвідношенні (1.73) згідно [112] коефіцієнт при параболі прийнято постійною величиною, 0,39, що відповідає умовам плівкових течій зі значними щільностями зрошення. Діапазон витрат рідини в плівкових випарних апаратах

знаходиться в межах $0,1 \dots 0,5$ кг/м с, що на порядок менше витрат, за яких отримано коефіцієнт $0,39$ в співвідношенні (1.73). Для адаптації співвідношення (1.73) до аналізу теплогідродинамічних процесів, що протікають в робочих каналах плівкових випарних апаратів доцільно постійний коефіцієнт при вершині параболи $0,39$ замінити на функцією витратних та режимних параметрів, тоді вираз (1.73) набуває вигляду

$$\frac{v_t}{v} = f(\Gamma_v, u_2, \rho_2)(\eta\delta^+ - \delta_a^+)(1 - \eta). \quad (1.74)$$

Щодо адекватності співвідношень (1.61... 1.72) реальним умовам, за яких розвивається турбулентність в стікаючих плівках в трубах плівкових випарних апаратів, слід звернути увагу на, що дані, які лягли в основу співвідношень (Ламур, Джепс), отримані на похилих коротких ділянках, де реалізовувались лише капілярні хвилі, тому безпосереднє перенесення отриманих результатів на плівкові течії з розвинутою структурою великих хвиль, що має місце в кип'ятільних трубах плівкових випарних апаратів, довжиною $7 - 12$ м, некоректно.

Висновки до розділу 1

1. Плоска форма стікаючої по вертикальній поверхні плівки рідини спостерігається лише на короткій ділянці за малої витрати. За значних витрат утворення хвиль починається безпосередньо за розподільним пристроєм.
2. Форма хвильової поверхні визначається довжиною пробігання плівки по поверхні каналу. Неперервний прошарок плівки формується вже на початку плівкової течії на відстані $150 - 250$ мм від формуючого плівку пристрою, монотонно потоншується на ділянці розвитку хвиль і далі залишається майже незмінним по довжині пробігання плівки.

3. Розвиток хвильової структури зі зростанням амплітуди, формуванням пристінного прошарку, деформуванням профілю від синусоподібного до витягнутого, завершується на відстані 1,5 – 3 м від розподільного пристрою залежно від витрати рідини; далі настає режим насичення хвильової структури з розвинутою структурою низькочастотних великих хвиль, що рухаються перекошуванням по неперервному прошарку, та високочастотними поверхневими, що рухаються між великими хвилями.

4. Існуючі теоретичні результати щодо розвитку структури двовимірних та тривимірних хвиль на основі нелінійної теорії хвилеутворення відносяться лише до ламінарного руху плівки на ділянці розвитку хвиль. Точних теоретичних розв'язків рівнянь хвильового руху на ділянці руху деформованих великих хвиль, а також на ділянці розвитку хвиль в турбулентному режимі руху плівки в літературі не наведено.

5. Втрати тиску від тертя в кільцевих двофазних потоках детально досліджені для адіабатних водо-повітряних потоків. Даних щодо втрат тиску від тертя в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках густих розчинів в режимі випарувального концентрування в літературі обмежена. Існуючі співвідношення для розрахунків втрати тиску від тертя, як адіабатних так паро-рідинних кільцевих низхідних потоків прив'язані до конкретної геометрії каналів, в яких протікає двофазова суміш, в першу чергу діаметра труб. Універсального співвідношення для розрахунку коефіцієнтів гідравлічного опору паровому ядру в низхідних кільцевих потоках, що має місце в кип'ятільних трубах випарних апаратів, в літературі не надано.

6. У високошвидкісних низхідних кільцевих двофазних потоках зі значними витратами фаз має місце знесення рідини з поверхні плівки, а стан насичення, або динамічної рівноваги між газовим ядром та пристінною плівкою досягається вже на довжині 1 м від початку формування двофазної течії незалежно від співвідношення витрат фаз. Наведені в літературі співвідношення, для розрахунку частки знесеної з поверхні плівки рідини, отримані, як результат узагальнення

конкретної серії дослідів авторів в каналах різних діаметрів, тому результати розрахунків за наведеними співвідношеннями відрізняються в рази.

В діапазоні зміни режимних параметрів, характерних для роботи випарних апаратів, процеси знесення рідини з поверхні плівки малоактуальні, оскільки режим знесення можливий лише в нижній частині довгих труб, а його інтенсивність незначна.

7. В стікаючих плівках розвиток турбулентності відрізняється від розвитку в суцільних однофазових середовищах внаслідок наявності міжфазної поверхні, вкритої рухомими хвилями. Всі напівемпіричні моделі турбулентності в плівках мають загальну ознаку – наявність демпуючої турбулентності функції на міжфазній границі плівки, що підтверджено безпосередніми вимірами методом абсорбції газу поверхнею плівки [98, 99] та безпосереднім фотографуванням треків мікрочастинок алюмінію в перерізі плівки [59]. Але вимірювання виконані на похилих коротких ділянках, де реалізовувались лише капілярні хвилі, тому безпосереднє перенесення отриманих результатів на плівкові течії з розвинутою структурою великих хвиль некоректно.

8. Форма поверхні плівки з суцільним залишковим прошарком, вкритим капілярними регулярними хвилями, по якому періодично прокочуються великі хвилі, є основною структурною формою міжфазної поверхні в трубах плівкових випарних апаратів, в рамках якої повинен здійснюватися аналіз тепло-гідродинамічних процесів як в режимі вільного стікання, так і за умови наявності рухомого парового ядра.

РОЗДІЛ 2. ТЕПЛООБМІН В ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЯХ ПІД ЧАС ПАРОУТВОРЕННЯ

2.1. Теплообмін в плівкових течіях на ділянці розвитку теплового граничного шару

Як правило, за відсутності бульбашкового кипіння, як процеси нагрівання, так і випаровування з міжфазної поверхні розглядаються у наближенні пласкої плівки, а вплив хвиль на теплообмін надається через параметри турбулентності. Відповідним чином поступають і при наявності міжфазного дотичного напруження.

В загальному вигляді рівняння енергії для відображення температурного поля в плівці на ділянці розвитку теплового граничного шару з постійною в часі витратою рідини та без врахування маловпливових факторів має вигляд

$$u(x, y) \frac{\partial t(x, y)}{\partial x} = (a + a_t) \frac{\partial^2 t(x, y)}{\partial y^2} \quad (2.1)$$

За ламінарної течії $a_t = 0$, а швидкість під час вільного стікання задають параболічним профілем

$$u = \frac{g}{\nu} \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) = 3\bar{u} \left(\eta - \frac{\eta^2}{2} \right), \quad (2.2)$$

де $\bar{u} = \frac{g\delta^2}{3\nu}$ середня швидкість.

Точний розв'язок рівняння (2.1) за умови (2.2) та $a_t = 0$ здійснено лише для спрощених граничних умов – Олбрічем для випадку абсорбції газу [113] за граничних умов першого роду; Серзою [114] – для випадку нагрівання насиченої плівки за постійного теплового потоку (граничні умови другого роду).

Надавши безрозмірну температуру як $\theta(x, y) = \frac{\lambda(t - t_s)}{q_{cm} \delta}$, рівняння (2.1)

набуває вигляду:

$$\frac{3}{8} Pe(2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2}, \quad (2.3)$$

а граничні умови:

$$1 = -\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \text{ при } \eta = 0; \theta = 0 \text{ при } \eta = 1; \theta = 0 \text{ при } \xi = 0. \quad (2.4)$$

Серзою [114] рівняння (2.3) за граничних умов (2.4) розв'язане методом перетворень Лапласа, а його розв'язок має вигляд

$$\theta(\xi, \eta) = (1 - \eta) + \sum_{n=0}^{\infty} B_n \exp\left(-\frac{8\beta_n^2}{3Pe}\xi\right) G_o(\beta_n, 1 - \eta), \quad (2.5)$$

де $G_o(\beta_n, 1 - \eta) = (1 - \eta) - \frac{1}{6}\beta_n^2(1 - \eta)^3 + \frac{\beta_n^2}{20}\left(1 + \frac{\beta_n^2}{6}\right)(1 - \eta)^5 - \frac{\beta_n^4}{42}\left(\frac{13}{60} + \frac{\beta_n^2}{120}\right)(1 - \eta)^7 + \dots$,

$$B_n = \frac{-\left(\frac{2}{\beta_n}\right)}{\left[\frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\partial G_o}{\partial \eta}\right)\right]_{\eta=0, \beta=\beta_n}}.$$

Власні числа для випадку постійного теплового потоку на стінці наступні:

$$\beta_0 = 2,263; \beta_1 = 6,297; \beta_2 = 10,308; \beta_3 = 14,313; \beta_4 = 18,316; \beta_5 = 22,318.$$

Результати розрахунку безрозмірного температурного поля в плівці при $q_{cm} = const$ за співвідношенням (2.5) зображено на рис. 2.1.

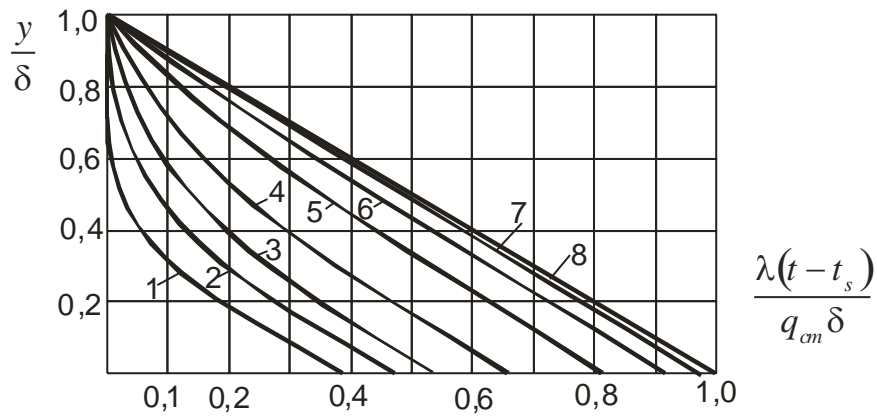


Рис. 2.1. Безрозмірні температурні профілі в ламінарній плівці на ділянці розвитку температурного поля на різній відстані від входу згідно (2.5):

$$1 - \frac{x}{\delta Pe} = 0,01; 2 - 0,02; 3 - 0,03; 4 - 0,05; 5 - 0,1; 6 - 0,15; 7 - 0,2; 8 - 0,35.$$

Важливим висновком з отриманих результатів є те, що температурне поле ламінарної плівки стабілізується на відстані $\frac{\xi}{Pe} \geq 0,15$. Якщо коефіцієнт тепловіддачі надати як відношення теплового потоку на стінці до різниці температур стінки труби та міжфазної поверхні $\alpha = \frac{q_{cm}}{t_{cm} - t_i}$, а число Нуссельта як $Nu = \frac{\alpha \delta}{\lambda}$, то із (2.5) при $\eta = 0$ отримаємо, (рис.2.2)

$$Nu = \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp\left(-\frac{8 \beta_n^2}{3 Pe} \xi\right) G_o(\beta_n, 1) \right]^{-1} \quad (2.6)$$

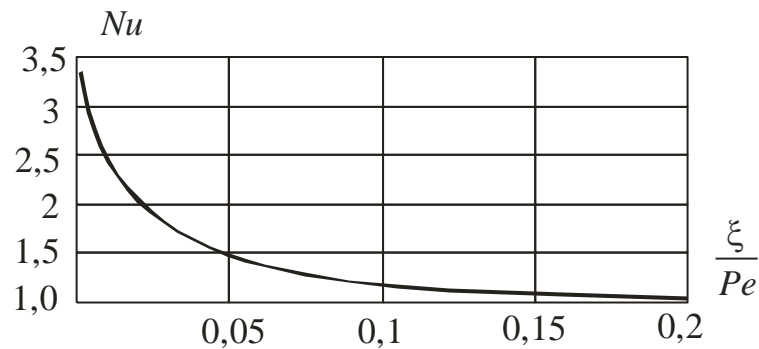


Рис.2.2 Графічна інтерпретація зміни числа Нуссельта вздовж руху плівки згідно рівняння (2.6).

В разі неусталеного режиму руху плівки профіль швидкості має не параболічний, а складніший двовимірний вигляд, тому точні розв'язки рівняння (2.1) за даної форми руху плівки відсутні.

Якщо режим руху плівки турбулентний і стабілізований, профіль швидкості, як правило, надають у вигляді степеневі залежності з показником степеню “1/7”

$$u_i \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (a + a_t) \frac{\partial t}{\partial y}. \quad (2.7)$$

Точні аналітичні розв'язки рівняння (2.7) навіть за умови простих моделей турбулентності відсутні, але отримали розвитку наближені методи [115...118]. Так в [118] запропоновано інтегральний двохпараметричний метод розв'язку як рівняння (2.7), за якого температурне поле задається двома функціями для двох послідовних стадій розвитку граничного теплового прошарку – стадії, коли зростає товщина приграничного теплового прошарку, а температура поверхні плівки не змінюється, та другої, за якої товщина приграничного теплового прошарку дорівнює товщині плівки, а змінюється температура вільної поверхні.

Узагальнена функція температурного профілю для першої стадії задається як

$$\Theta = \Theta_1 \left[1 - \frac{\eta}{h_t(\xi)} \right]^{n_1}, \quad (2.8)$$

а для другої

$$\Theta = (\Theta_1 - \Theta_2)(1 - \eta)^{n_2} + \Theta_2, \quad (2.9)$$

де $h_t(\xi)$ – товщина теплового приграничного прошарку; $\Theta = \frac{t - t_o}{\left(\frac{q_w \delta}{\lambda} \right)}$; t_o –

температура рідини на вході; Θ_1, Θ_2 – безрозмірні температури на стінці та вільній поверхні;

n_1, n_2 – параметри профілей температур на першій та другій стадій процесу нагрівання.

Співвідношення (2.8, 2.9) підставляються в рівняння (2.7), яке в безрозмірному вигляді набуває вигляду

$$\eta^{1/7} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(1 + \frac{v_t \text{Pr}}{v \text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right], \quad (2.10)$$

а граничні умови записують як: $\Theta(0, \eta) = 0$; $\Theta(\xi, 0) = 1$; $\frac{\partial \Theta(\xi, 1)}{\partial \eta} = 0$.

В результаті інтегрування (2.10) з функціями температурних профілей (2.8, 2.9) за умови використання співвідношення М.Д.Міллійонщикова (1.73) для коефіцієнта турбулентної в'язкості, в [118] отримано вираз для числа Нуссельта на термічно початковій та стабілізованій ділянках руху плівки відповідно як

$$Nu_1 = \frac{n_1}{h_t} \left[1 - \frac{8(6n_1 + 13)}{49(n_1 + 1)(n_1 + 2)} h_t^{8/7} \right]^{-1}, \quad (2.11)$$

$$Nu_2 = n_2 / \left[1 - \frac{8(6n_1 + 13)}{49(n_1 + 1)(n_1 + 2)} \right]. \quad (2.12)$$

В (2.11) товщина теплового граничного шару $h_t(\xi)$ визначається як

$$h_t = \left(\frac{105n_1(n_1 + 1)(n_1 + 2)}{8(6n_1 + 13)} \xi \right)^{7/15},$$

а параметр температурного профілю n_1 – з рівняння

$$n_1 = 1,7578 \quad \text{при} \quad h_t \leq \frac{\delta_o^+}{\delta^+},$$

$$\frac{36n_1^2 + 91n_1 + 26}{4(2n_1 + 1)(6n_1 + 13)} = \varphi(h_t, n_1), \quad \text{при} \quad h_t \geq \frac{\delta_o^+}{\delta^+},$$

де

$$\varphi(h_t, n_1) = \frac{n_1}{2n_1 - 1} \psi^{2n_1 - 1} + 0,39 \text{Pr} n_1 h_t \left[\left(\delta^+ + \delta_o^+ \right) \left(\frac{1}{2n_1 + 1} \psi^{2n_1 - 1} - \frac{1}{2n_1} \psi^{2n_1} \right) - \delta^+ h_t \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{2n_1 - 1} \psi^{2n_1 - 1} - \frac{1}{n_1} \psi^{2n_1} + \frac{1}{2n_1 + 1} \psi^{2n_1 + 1} \right) - \frac{\delta_o^+}{2n_1 - 1} \frac{1}{h_t} \psi^{2n_1 - 1} \right];$$

$$\psi = 1 - \frac{\delta_o^+ / \delta^+}{h_t}; \quad \delta^+ = 0,167 \text{Re}^{7/8}; \quad \delta_o^+ = 7,8.$$

Відповідно, для другої стадії нагрівання параметр температурного профілю n_2 визначаються зі співвідношення

$$\frac{2(n_2 - 1)(2n_2 + 1)}{2n_2 - 1} - \frac{24n_2(4n_2 + 9)}{49n_2^2 + 99n_2 - 6} = 0,39 \text{Pr} \delta^+ \left(1 - \frac{\delta_o^+}{\delta^+} \right)^{2n_2 + 1}.$$

Запропонованим методом отримано наближений розв'язок рівняння теплопровідності і для ламінарного руху плівки з усталеним параболічним профілем швидкості (2.3) [119] за граничних умов 1 роду.

2.1.1. Емпіричні співвідношення з теплообміну в плівках на ділянці розвитку теплового граничного шару

В разі натікання догрітих до температури кипіння плівок на поверхню, що має більшу температуру, ніж рідина, довжина теплового граничного шару згідно з [114] не перевищує величину $\frac{\xi}{Pe} = 0,15$. За щільності зрошення $0,25 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$, що всередньому відповідає витраті рідини в плівкових випарних апаратах, для води при температурі $100^\circ C$ розвиток теплового граничного шару завершується на відмітці 142 мм, а разі течії цукрового сиропу з концентрацією 60% $\left(\nu = 1,4 \cdot 10^{-6} \frac{M^2}{c} \right)$ – 39 мм. Тому коректних експериментальних даних з теплообміну до плівок на ділянці розвитку температурного поля обмежена кількість.

На рис. 2.3 наведені експериментальні дані [114] з інтенсивності тепловіддачі до насиченої плівки води, що стікає по зовнішній поверхні мідного циліндра за умови відсутності поверхневого кипіння на різній відстані від формуючого плівку пристрою.

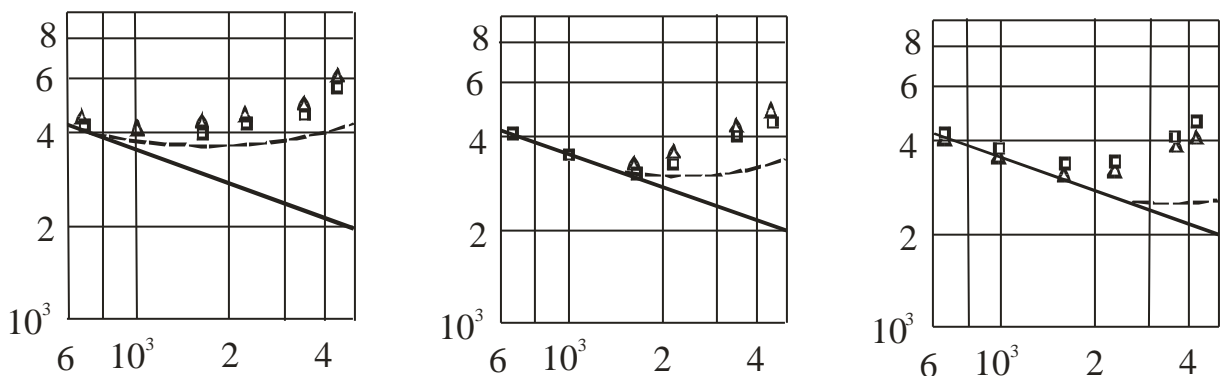


Рис. 2.3. Залежність інтенсивності тепловіддачі від числа Re на різній відстані від розподільного пристрою [114]:

а – 66,7 мм; б – 117,5 мм; в – 231,8 мм.

Штрихова лінія – розрахунок за співвідношенням (2.6)

Суцільна лінія – розрахунок по Нуссельту. (рис. наведено з [114]).

Як видно з рис. 2.3, фактичні значення коефіцієнта тепловіддачі дещо перевищують теоретично розраховані за співвідношенням (2.6) за умови ламінарного руху плівки з параболічним профілем швидкості.

Наведені експериментальні дані в діапазоні чисел Рейнольдса до 1600 відповідають розрахунку за теоретичним співвідношенням (2.6), яке апроксимується залежністю, рис.2.4

$$\frac{\alpha \delta}{\lambda} = \left[1 - 0,72 \exp\left(-13,7 \frac{\xi}{Pe}\right) \right]^{-1} \quad (2.13)$$

Враховуючи відхилення дослідної кривої від теоретичної (2.6) при $Re \geq 1600$, авторами [114] внесена поправка $[1 + 1,9 \cdot 10^{-7} Re^{1,7}]$ до (2.13), а рівняння для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі при $Re \geq 1600$ отримало вигляд

$$\frac{\alpha \delta}{\lambda} = \left[1 - 0,72 \exp\left(-13,7 \frac{\xi}{Pe}\right) \right]^{-1} [1 + 1,9 \cdot 10^{-7} Re^{1,7}]. \quad (2.14)$$

Графічна інтерпретація результатів розрахунку за (2.14) наведена на рис.2.4

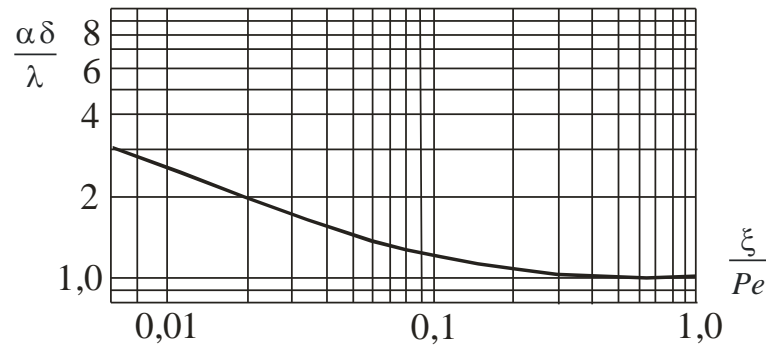


Рис.2.4. Залежність $Nu = f\left(\frac{\xi}{Pe}\right)$ за (2.14).

2.2. Теплообмін в плівках на ділянці розвинутого теплового граничного шару під час випаровування

За умови розвинутого теплового граничного шару та стабілізованого руху нагрітої до температури насичення плівки рідини температурне поле не залежить від повздовжньої координати, тому рівняння перенесення теплоти набуває простого вигляду

$$q = -\lambda \left(1 + \frac{a_t}{a}\right) \frac{dt}{dy} = -\lambda \left(1 + \frac{v_t \text{Pr}}{v \text{Pr}_t}\right) \frac{dt}{dy}. \quad (2.15)$$

За даної форми рівняння (2.15) турбулентна температуропровідність a_t характеризує комплексну дію на теплообмін як мікропульсацій власне турбулентності, так і макропульсацій, викликаних дією поверхневих хвиль [120, 121, 122, 105, 103, 110, 111, 70].

Найважливіше питання коректного розв'язання задачі теплоперенесення через плівку у формі (2.15) полягає у виборі адекватної моделі турбулентності. В переважній кількості робіт застосовуються пошарові моделі, розглянуті в розділі (1.1.3), з чисельним інтегруванням отриманих рівнянь окремо по кожному прошарку плівки.

Іншою формою врахування турбулентності під час розв'язання задачі теплообміну у турбулентних плівках є використання універсального логарифмічного профілю швидкості [120] для знаходження еквівалента виразу турбулентної в'язкості. Числа Нуссельта, у цьому випадку, мають різний вираз в міру зростання товщини плівки.

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{\text{Pr} \eta_m^{1/3}}{5 \text{Pr} + 5 \ln \left(1 - \text{Pr} + \frac{\text{Pr}}{5} \eta_m \right)}, \text{ при } 5 \leq \eta_m \leq 30 \quad (2.16)$$

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{\text{Pr} \eta_m^{1/3}}{5 \text{Pr} + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}) + 2,5 \ln \frac{1 - \text{Pr} + 0,4 \text{Pr} \eta_m}{1 + 11 \text{Pr}}}, \text{ при } 30 \leq \eta_m \quad (2.17)$$

де $\eta_m = \frac{\delta^{3/2} g^{1/2}}{\nu}$ – безрозмірна товщина плівки.

В інших роботах [103, 105, 122] надані результати чисельних розрахунків температурного поля із застосуванням в кожному прошарку плівки відповідної моделі турбулентності, розглянутих в розділі 1.1.3.

Слід зазначити, що за використання моделі турбулентності, запропонованої М.Д.Міллійонщиковим [112] в рівнянні (2.15) результат інтегрування отримаємо в квадратурах, що має суттєві переваги у порівнянні з чисельним розрахунком. Так, в умовах руху догрітої до температури насичення плівки в режимі випаровування з міжфазної поверхні в межах ламінарного прошарку отримаємо лінійний профіль температури, а температура на межі ламінарного та турбулентного прошарку t_n виразиться як

$$t_n = t_{cm} - \frac{q \eta_n \delta}{\lambda}. \quad (2.18)$$

Розподіл температур в турбулентній частині плівки за використання моделі М.Д.Міллійонщикова знаходимо інтегруванням (2.15) з врахуванням (2.18) по товщині $\eta - \eta_n$:

$$t = t_n - \int_{\eta_n}^{\eta} \frac{q\delta}{\lambda} \frac{d\eta}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39(\eta\delta^+ - \delta_n^+)(1 - \eta)} =$$

$$= t_n - \frac{2q\delta}{\lambda R_m} \left[\arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{2\delta^+(\eta - 1) - \delta_n^+}{R_m} \right) - \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{2\delta^+(\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_m} \right) \right], \quad (2.19)$$

$$\text{де } R_m = \sqrt{\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^2 0,39^2 (2\delta_n^+\delta^+ - \delta_n^{+2} - \delta^{+2}) - 4 \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) 0,39\delta^+}.$$

Різницю температур між ламінарним прошарком та міжфазною поверхнею $t_n - t_i$ в межах товщини турбулентного ядра $1 - \eta_n$ отримаємо як

$$t_n - t_i = \int_{\eta_n}^1 \frac{q\delta}{\lambda} \frac{d\eta}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39(\eta\delta^+ - \delta_n^+)(1 - \eta)} =$$

$$= \frac{2q\delta}{\lambda R_m} \left[\arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{\delta^+ - \delta_n^+}{R_m} \right) - \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{2\delta^+(\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_m} \right) \right]. \quad (2.20)$$

Додавши до (2.20) (2.18), отримаємо різницю температур між стінкою та міжфазною поверхнею

$$t_{cm} - t_i = \frac{q\eta_n\delta}{\lambda} + \frac{2q\delta}{\lambda R_m} \left[\arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{\delta^+ - \delta_n^+}{R_m} \right) - \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} 0,39 \frac{\delta^+(2\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_m} \right) \right], \quad (2.21)$$

і, відповідно, коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_i} = \left(\frac{\lambda}{\delta} \right) \left\{ \frac{R_m}{\eta_l R_m - 2 \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Pr}_t} 0,39 \frac{\delta^+ - \delta_l^+}{R_m} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Pr}_t} 0,39 \frac{\delta^+ (2\eta_l - 1) - \delta_l^+}{R_m} \right) \right]} \right\}. \quad (2.22)$$

Інша форма рівняння перенесення теплоти полягає у роздільному відображенні дії поверхневих хвиль та турбулентності [123, 124, 125, 126, 127, 87]

В роботах Е.М.Воронцова [123, 124, 125] вплив хвиль на теплообмін в стабілізованій плівці враховувався безпосередньо введенням хвильового коефіцієнта температуропровідності a_{wav}

$$q = -\rho C(a + a_{xs}) \frac{dt}{dy}, \quad (2.23)$$

з використанням середньостатистичних характеристик великих хвиль, а саме швидкості їх поперечних пульсацій u_b

$$a_{xs} = u_b \delta_{ll} = 2A_{ex} f_{ex} \delta_{ll}, \quad (2.24)$$

де f_{ex} , A_{ex} , – частота та амплітуда великих хвиль, δ_{ll} – товщина залишкового шару плівки між великими хвилями.

Відповідно до висновків [126,127] рівняння (2.23, 2.24) дають хорошу відповідність експериментальним даним лише в умовах незначної витрати та нерозвинutoї турбулентності, при $Re \leq 800$. Пізніше автор [127] прийшов до висновку, що процес передавання теплоти через стабілізовану турбулентну плівку доцільно надавати у формі

$$q = -\rho C(a + a_{xs} + a_t) \frac{dt}{dy}, \quad (2.25)$$

До аналогічного висновку прийшов Гімбутіс [87]. Автор [87] аналізує два способи врахування впливу поверхневих хвиль на тепловіддачу догрітої до температури насичення плівки.

Перший – базується на осередненні товщини плівки, а вираз для числа Нуссельта набуває вигляду

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = \delta^{+1/3} \left(\int_0^{\delta^+} \frac{dy^+}{1 + \frac{Pr}{Pr_{xg}} \frac{v_{xg}}{v} + \frac{Pr}{Pr_t} \frac{v_t}{v}} \right)^{-1}, \quad (2.26)$$

де коефіцієнти турбулентного перенесення імпульсу $\frac{v_{xg}}{v}$ та $\frac{v_t}{v}$ розраховують за співвідношеннями (1.70) та (1.67, 1.68, 1.69).

Другий – на осередненні її температуропровідності з врахуванням реальної форми поверхні плівки, поточну товщину якої автор [87] надає у формі

$$s = \frac{2\sqrt{b(b+1)}(b+\tau)}{b(b+1)+(b+\tau)} s_{\max}, \quad (2.27)$$

де τ – відносний період проходження хвилі; b – параметр форми хвилі.

Мінімальна товщина плівки за проходження хвилі s_{\min} визначається з (2.27) при $\tau=0$ та $\tau=1$.

Осереднення товщини плівки здійснюється в часі за період проходження хвилі

$$\delta = \int_0^1 s d\tau = s_{\max} \sqrt{b(b+1)} \ln \frac{b+1}{b},$$

а безрозмірна амплітуда хвилі як

$$A = \frac{s_{\max} - s_{\min}}{\delta} = \frac{1 - 2\sqrt{b(b+1)} - b}{(2b+1)\sqrt{b(b+1)} \ln \frac{b+1}{b}}.$$

На основі даних з амплітуди хвиль плівкових течій води, та водогліцеринових розчинів автор [87] надає вираз для її визначання

$$A = 1 + \exp\left(-0,0003 \frac{\text{Re}}{\text{Ka}^{1/11}}\right) - 2 \exp\left(-0,1 \frac{\text{Re}}{\text{Ka}^{1/11}}\right).$$

За даного способу, враховуючи (2.27), миттєва безрозмірна товщина плівки $\delta_s^+ = \frac{su^*}{v}$ є змінною в часі величиною, а вираз для числа Нуссельта набуває вигляду

$$\text{Nu} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3} = \int_0^1 \delta_s^{+1/3} \left(\int_0^{\delta_s^+} \frac{dy^+}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{xg}} \frac{v_{xg}}{v} + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \frac{v_t}{v}} \right)^{-1} d\tau, \quad (2.28)$$

$$\text{де } \text{Pr}_{xg} = \frac{\rho C v_{xg}}{\lambda}.$$

Автором [87] виконано чисельне інтегрування співвідношень (2.26) та (2.28) з врахуванням виразів для турбулентної в'язкості (1.67, 1.68, 1.69) та порівняння отриманих результатів з даними експериментів Чжуня Себана [128], рис. 2.5.

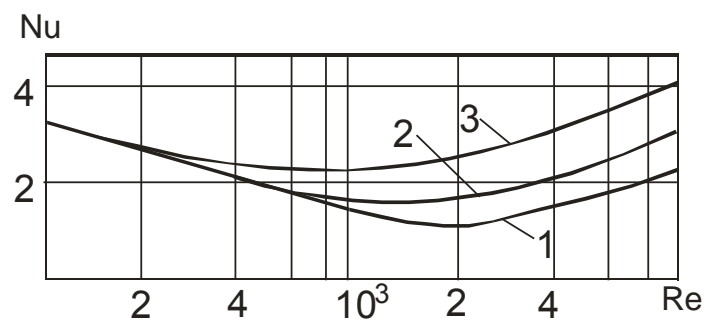


Рис. 2.5. Залежність $Nu = f(Re)$ за (2.28, 1.67, 1.68, 1.69) для гравітаційно-стікаючої нагрітої до температури насичення плівки води в режимі випаровування з вільної поверхні. 1 – $Pr = 1,75$; 2 – $2,91$; 3 – $5,5$.

Інший спосіб безпосереднього врахування впливу поверхневих хвиль на процеси теповіддачі до плівок запропоновано в [129]. Основним параметром, що враховує інтенсифікуючу роль поверхневих хвиль на інтенсивність тепловіддачі в [129] прийняте специфічне хвильове число Рейнольдса

$$Re_{xg} = \frac{\lambda_{xg} f_{xg} A}{\nu} = A^* c^*, \quad (2.29)$$

де f_{xg}, λ_{xg} – частота та довжина хвиль; $A^* = \frac{A}{\sqrt{\frac{\sigma}{g\rho}}} = \exp\left(1,72 \cdot 10^{-4} \frac{Re}{4} - 2,37 \cdot s^{-0,1}\right)$ –

безрозмірна амплітуда хвиль, $c^* = \frac{c \sqrt{\frac{\sigma}{g\rho}}}{\nu} = 435 \left(\frac{Re}{4}\right)^{0,35}$ – безрозмірна фазова

швидкість хвиль, $s = \frac{x}{L}$ – відносна відстань пробігання плівки від розподільного пристрою.

Запропоновані моделі дають задовільну відповідність розрахованої інтенсивності тепловіддачі до плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні експериментальним даним для кожної власної серії експериментальних даних і не являються універсальними.

2.2.1. Емпіричні співвідношення з тепловіддачі до плівок під час пароутворення на ділянці розвинутого теплового граничного шару

Переважаюча кількість експериментальних робіт з тепловіддачі до плівок, нагрітих до температури насичення, виконано на установках, що моделюють випарні апарати [103, 130...137], тому отримані результати містять інформацію з

теплообміну до плівки при одночасному впливі ряду факторів, без виділення впливу окремих складових. Відповідно, і рекомендовані співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до насичених плівок у випарних апаратах обмежені як діапазоном режимних параметрів, в якому моделювався процес, так і конкретизацією геометрії дослідної установки.

Крім того, емпіричні співвідношення по інтенсивності тепловіддачі до стікаючих нагрітих до температури кипіння плівок в загальному випадку діляються на ті, що відповідають режиму випаровування з міжфазної поверхні та на ті, що відповідають режиму змішаної дії механізму конвективної тепловіддачі та поверхневого кипіння

2.2.1.1. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до вільно-стікаючих плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

Емпіричні рівняння, що відображають процес тепловіддачі в області випаровування з міжфазної поверхні, надаються, як правило, або відокремлено для ламінарної, перехідної та турбулентної областей режиму руху плівки [138], або узагальненим степеневим поліномом, який апроксимує експериментальну криву у всьому діапазоні зміни режимів руху плівки [87], характер якої наведено на рис. 2.5.

Ілюстрацією першого підходу є рівняння Струве [138], де залежно від режиму руху плівки рекомендуються окремі співвідношення для ламінарно-хвильового, перехідного та турбулентного режимів за умови вільного стікання по вертикальній поверхні:

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,9 \left(\frac{Re}{4} \right)^{-1/3}, \quad (2.30)$$

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,176 \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,196} - \frac{0,844}{Pr + 2,95}, \quad (2.31)$$

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = \left(0,152 - \frac{0,778}{Pr + 5,47} \right) \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,231}, \quad (2.32)$$

а другого – апроксимаційне рівняння Гімбутіса [87],

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,1 Re^{-1/3} (1 + 0,02 Re^{0,2} + 0,9 \cdot 10^{-3} Re^{0,85} Pr^{0,65}). \quad (2.33)$$

Наведена форма узагальнення даних коректна для течії плівки, нагрітої до температури насичення, з поверхні якої відбувається випаровування, по зовнішній частині вертикального циліндра, оскільки утворена в результаті випаровування пара відводиться від поверхні теплообміну і не діє на міжфазну поверхню.

Якщо плівка рухається всередині труб процес випаровування з поверхні призводить до монотонного зростання швидкості пари вздовж парогенеруючого каналу. За даних умов, враховуючи, що і на коротких ділянках (1,5 – 3 м) має місце процес розвитку хвильової структури, навіть при відсутності утворення парових бульбашок опосередковано через швидкість пари проявляється вплив теплового потоку. Тому емпіричні рівняння, особливо по осередненим по довжині каналу коефіцієнтам тепловіддачі, які мають різну довжину та діаметр, носять обмежений конкретною геометричною конфігурацією діапазон застосування, за межами якого рекомендовані рівняння некоректні.

В рівняннях такого типу показник степеню при числі Рейнольса, або Пекле може змінюватись в досить широких межах, оскільки діапазон зміни витрати рідини охоплює і ламінарну, і турбулентну області, а геометрія каналів різна. Наприклад, під час концентрування молочних сироваток та яблучного соку в трубі довжиною 5м діаметром 31 мм [133] показник степеню при числі

Рейнольдса в розрахунковому рівнянні для середнього по довжині труби коефіцієнта тепловіддачі становить 0,47

$$\frac{\alpha \bar{\delta}}{\lambda} = 0,184 \text{Re}^{0,47} \text{Pr}^{0,43}, \quad (2.34)$$

а в роботі [137] для аналогічних умов в трубі довжиною 3,9 м діаметром 32 мм – 0,67

$$\frac{\alpha \bar{\delta}}{\lambda} = 2,6 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\Gamma_v}{a} \right)^{0,67} \text{Pr}^{1,6 \cdot 10^{-4} (\text{Pr} - 200) - 0,21}. \quad (2.35)$$

Фактичні показники степеню при щільності зрошення в рівняннях (2.34) та (2.35) становлять відповідно 0,137 та 0,12, оскільки товщини плівок розраховуються за різними співвідношеннями: в рівнянні (2.34) $\delta = \sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v v}{g}}$, а у (2.35) – $\bar{\delta} = 2,17 \Gamma_v^{0,55} v^{0,1} \rho^{-0,38}$.

В роботі [136] показники степеню при щільності зрошення в узагальнюючому рівнянні з тепловіддачі до плівки під час концентрування цукрового розчину в трубі довжиною 9 м та діаметром 30 мм становив 0,2.

Деякі автори безпосередньо зв'язують степінь впливу витрати рідкої фази на інтенсивність тепловіддачі під час пароутворення з хвильовими характеристиками – довжиною хвиль λ_{xb} , частотою f та амплітудою A . Так в [129] додатковим параметром, що характеризує інтенсифікацію тепловіддачі до стікаючих плівок під час пароутворення в трубі діаметром 28 мм, довжиною 3 м виступає хвильове число Рейнольдса (2.29)

$$\frac{Nu}{Nu_o} = (0,1173 \lg \text{Re}_{xb} - 0,165) \text{Pr}^{0,4}, \quad (2.36)$$

$$\text{де } Nu_o = \frac{\alpha_o}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,0286 \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,23} Pr^{0,4},$$

Звичайно порівнювати результати узагальнень осереднених по довжині теплообмінної поверхні коефіцієнтів тепловіддачі і тих, що отримані на локальному рівні некоректно.

2.2.1.2. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до стікаючих плівок рідини в режимі випаровування з міжфазної поверхні при наявності супутнього парового потоку

Вплив швидкості пари на інтенсивність тепловіддачі до плівок рідини в режимі випаровування з міжфазної поверхні враховують або безпосередньо через числа подібності, в які входить швидкість пари, або опосередковано через тепловий потік, наявність якого призводить до зростання швидкості пари по довжині парогенеруючого каналу, або через їх комбінацію [137]

$$\frac{\alpha l}{\lambda} = 1,9 \cdot 10^4 \left(\frac{ql}{\rho_2 a r} \right)^{0,63} \left(\frac{gl^3}{v^2} \right)^{0,1} \left(\frac{pl}{\sigma} \right)^{0,71} Re_2^{0,12}. \quad (2.37)$$

В роботі [136] конкретизовано степінь впливу режимних параметрів на інтенсивність тепловіддачі на локальному рівні в трубі довжиною 9 м та виділено області з різним впливом швидкості пари на тепловіддачу – область, де швидкість пари мало впливає на теплообмін, область сумісної дії швидкості пари та щільності зрошення, та області з переважаючим впливом швидкості пари на інтенсивність тепловіддачі. Відповідні рівняння мають вигляд:

$$\frac{\alpha \bar{\delta}}{\lambda} = 1,75 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\bar{u} \bar{\delta}}{a} \right)^{0,75} Pr^{-0,34}, \quad \text{при } K_u \leq 4,5 \cdot 10^4, \quad (2.38)$$

$$\frac{\alpha \bar{\delta}}{\lambda} = 2,2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\bar{u} \bar{\delta}}{a} \right)^{0,75} K_w^{0,5} Re_2^{0,35}, \quad \text{при } 4,5 \cdot 10^4 \leq K_u \leq 6,5 \cdot 10^4, \quad (2.39)$$

$$\frac{\alpha d}{\lambda} = 1,15 Re_2^{0,55} Pr^{-0,34}, \quad \text{при } K_u \geq 6,5 \cdot 10^4, \quad (2.40)$$

$$\text{Де } \bar{u} = 0,46 \Gamma_{\text{ex}}^{-0,45} \mu^{-0,1}; \quad \frac{\bar{\delta}}{d} = 0,06 \left[\frac{4 \bar{\Gamma} \sqrt{\rho}}{d \rho \sqrt{d g (\rho - \rho_2)}} \right]^{0,56}; \quad K_u = \frac{u_2 r \rho}{q} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \right)^{0,35}; \quad K_w = \frac{q}{r \rho_2 \bar{u}}.$$

Іншою формою врахування впливу витратних характеристик фаз на інтенсивність тепловіддачі до плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні є форма інтерполяційного рівняння [139]

$$\alpha = \left[(\alpha_{lo}^4 + \alpha_{mo}^4)^{0,625} + (\alpha_{l1}^4 + \alpha_{m1}^4)^{0,625} \right]^{0,4}, \quad (2.41)$$

де складові інтерполяційного рівняння:

$$\frac{\alpha_{lo}}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = (3 Re)^{-1/3}; \quad \frac{\alpha_{mo}}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,013 \left(\frac{Re}{4} \right)^{1/3} \sqrt{Pr};$$

$$\frac{\alpha_{l1} v}{\lambda u^*} = \left(\frac{Re}{2} \right)^{-0,5}; \quad \frac{\alpha_{m1} v}{\lambda u^*} = 0,083 Pr^{0,3} \left(\frac{Re}{4} \right)^{\frac{0,152}{(1+Pr)}}.$$

Динамічна швидкість $u^* = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho}}$ розраховується по дотичній напрузі на міжфазній

поверхні $\tau_i = \xi_i x^2 (\rho u)^2 \frac{1}{8\rho_2}$, а коефіцієнт міжфазного тертя в [139] рекомендується

розраховувати за співвідношенням:

$$\xi_i = \frac{0,48}{Re^{0,2} \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^{0,1} \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,4-0,2x}}$$

де x – витратний масовий паровміст; ρu – масова швидкість.

В роботі [110] вплив динамічної дії парового ядра на інтенсивність тепловіддачі враховано через дотичну напругу на міжфазній поверхні τ_i

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,289 Re^{-0,131} Pr^{0,223} \left(1 + \frac{\tau_i}{\rho g (v^2 / g)^{1/3}} \right)^{0,343} \quad (2.42)$$

Оскільки на τ_i впливають витрати і рідини, і пари, і, крім того, густина пари, зазначений параметр є універсальною комплексною характеристикою впливу рухомого парового ядра на інтенсивність тепловіддачі в кільцевих низхідних потоках, включаючи область розрідження. Але параметр $\left(1 + \frac{\tau_i}{\rho g (v^2 / g)^{1/3}} \right)$ пропорційний коефіцієнту гідравлічного опору, який аномально зростає в області переходу від режиму слабкої до сильної гідравлічної взаємодії фаз, що повинно було б викликати і аномальне зростання інтенсивності тепловіддачі, що не підтверджено експериментальними даними.

2.2.1.3. Емпіричні співвідношення, що відображають процеси тепловіддачі до стікаючих плівок в режимі поверхневого кипіння.

В [114, 128, 135, 136] встановлено, що режим тепловіддачі, який ідентифікується як випаровування з міжфазної поверхні, реалізується лише до певного граничного перегрівання стінки відносно температури насичення плівки,

за межами якого характер інтенсивності тепловіддачі змінюється під дією пульсацій, як результат утворення та руху парових бульбашок.

Якісно зміна інтенсивності теплообміну за умови виникнення бульбашкового кипіння зі зростанням теплового потоку проілюстрована на графіках на рис. 2.6 в роботі [136]

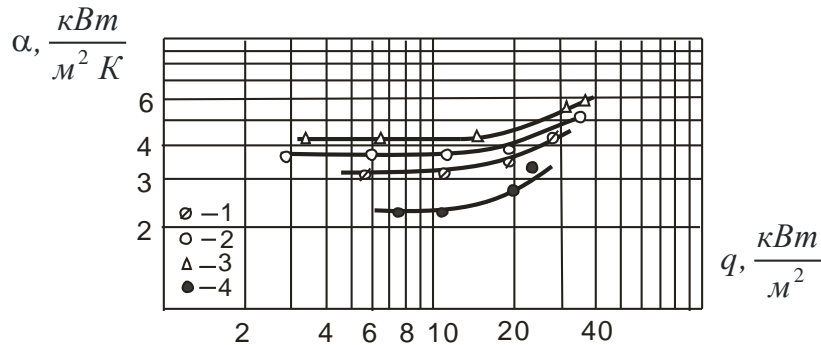


Рис. 2.6. Залежність $\alpha = f(q)$ на локальному рівні при концентруванні цукрових розчинів в трубі довжиною 9 м:

$$1 - \Gamma = 0,083 \frac{\text{к}^2}{\text{м} \cdot \text{с}}, \text{CP} = 46\%; \quad 2 - \Gamma = 0,1 \frac{\text{к}^2}{\text{м} \cdot \text{с}}, \text{CP} = 38\%; \quad 3 - \Gamma = 0,16 \frac{\text{к}^2}{\text{м} \cdot \text{с}}; \text{CP} = 35\%;$$

$$4 - \Gamma = 0,125 \frac{\text{к}^2}{\text{м} \cdot \text{с}}; \text{CP} = 50\%$$

Більш детально процеси початку бульбашкового кипіння в плівці вивчені в роботі [114], де наведені результати досліджень процесів тепловіддачі до насиченої плівки води при атмосферному тиску, що стікала по зовнішній частині вертикального латунного циліндра, який нагрівався електричним струмом, а процес утворення бульбашок спостерігався візуально. Початок активізації окремих центрів пароутворення починався з теплового потоку $14,2 \text{ кВт/м}^2$, що відповідало перегріву стінки $3,8 \text{ }^\circ\text{C}$. В міру зростання теплового потоку пропорційно активізувалось більше центрів пароутворення, а повне насичення поверхні паровими бульбашками мало місце при величині теплового потоку 56 кВт/м^2 . Суттєве відхилення кривої залежності коефіцієнта тепловіддачі від розрахункової для умов випаровування з вільної поверхні, мало місце при

теплових потоках вище $27,6 \text{ кВт/м}^2$ в усьому діапазоні зміни чисел Рейнольдса для води. Подібний результат отримано в [128], де розвинуте кипіння в плівці відповідало температурному перепаду $5,5 \text{ }^\circ\text{C}$, а початок генерації парових бульбашок – при $3,6 \text{ }^\circ\text{C}$.

Експериментальне дослідження процесів теплообміну в [114] виконано під час електричного нагрівання циліндра зі сформованою на його поверхні плівкою води, тобто за постійного теплового потоку з візуалізацією процесів утворення парових бульбашок. Оскільки обігрівання дослідної ділянки здійснювалось електричним струмом за постійного теплового потоку, інтенсифікуючий вплив бульбашкового кипіння на процес тепловіддачі в [114] рекомендовано враховувати співмножником

$$\left[1 + 0,05 \left(\frac{q_w - q_{incip}}{q_{incip}} \right)^{1,36} \right] \quad (2.43)$$

до рівняння (2.14)

$$\frac{\alpha \delta}{\lambda} = \left[1 - 0,72 \exp \left(-13,7 \frac{\xi}{Pe} \right) \right]^{-1} \left[1 + 1,9 \cdot 10^{-7} \text{Re}^{1,7} \right] \left[1 + 0,05 \left(\frac{q_w - q_{incip}}{q_{incip}} \right)^{1,36} \right]. \quad (2.44)$$

За мінімальний тепловий потік, за якого починається вплив бульбашкового кипіння на теплообмін q_{incip} , в [114] прийнято тепловий потік, що відповідає початку генерації бульбашок в окремих центрах кипіння ($q_{incip} = 14,2 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$) незалежно від величини витрати рідини, за якої сформована плівка.

Але в реальних умовах роботи випарних апаратів нагрівання теплообмінних труб здійснюється сухою насиченою парою, а стікання плівки по поверхні супроводжується динамічною дією супутнього парового ядра, тому висновки [114] щодо параметра, який би характеризував початок впливу поверхневого

кипіння на інтенсивність тепловіддачі має бути скорегованим. Більшість експериментальних робіт з досліджень тепловіддачі до насичених плівок виконано на установках з паровим нагрівним теплоносієм [103, 130...137], а тепловий потік, за якого починається процес поверхневого кипіння, залежить від щільності зрошення та швидкості пари, тобто від конвективної складової коефіцієнта тепловіддачі. За даних умов параметром, що характеризує початок впливу поверхневого кипіння на інтенсивність тепловіддачі видається комплекс $\frac{q}{r \bar{u} \rho_2}$, запропонований Л.С.Стерманом [134] для кореляції даних по теплообміну у двофазових висхідних потоках, і використаний в [135, 136] для оцінки початку кипіння в плівці.

В.І.Леве́раш [135] параметром переходу до режиму теплообміну з поверхневим кипінням запропонував комплекс $N = \frac{q}{r \rho_2 u} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{CT_s} \right)^{0,83}$.

Розмежування областей з впливом поверхневого кипіння на тепловіддачу та без впливу ідентифікується значенням $N = 7 \cdot 10^{-3}$. Відповідно, рекомендоване в [135] рівняння для розрахунку інтенсивності тепловіддачі в умовах поверхневого кипіння, при $N \geq 7 \cdot 10^{-3}$, має вигляд

$$\frac{Nu}{Nu_{\text{ок}}} = 26,8 N^{0,66} \quad , \quad (2.45)$$

$$\text{де } Nu_{\text{ок}} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,021 Re^{0,21} Pr^{0,43} .$$

За умови відсутності кипіння, при $N \leq 7 \cdot 10^{-3}$, $\frac{Nu}{Nu_{\text{ок}}} = 1$.

Параметр $\frac{q}{r \bar{u} \rho_2}$ використав також В.О.Ардашев [136] для розмежування області переважаючого впливу поверхневого кипіння над іншими механізмами, а умова переходу сформульована як

$$\frac{q}{r\bar{u}\rho_2} \geq 1,5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\bar{u}\bar{\delta}}{a} \right)^{-0,24} \text{Pr}^{-0,3}.$$

Відповідне рівняння для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі в області переважаючого впливу поверхневого кипіння в плівці надано у вигляді

$$Nu = \frac{\alpha\bar{\delta}}{\lambda} = 7 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\bar{u}\bar{\delta}}{a} \right)^{0,75} \left(\frac{q}{r\bar{u}\rho_2} \right)^{0,5}. \quad (2.46)$$

В той же час, комплекс $\frac{q}{r\bar{u}\rho_2}$ не відтворює відповідність дії тиску та розрідження на критичний тепловий потік, за якого починається утворення бульбашок. До того ж, ні q_{incip} , ні $\frac{q}{r\bar{u}\rho_2}$ не враховують шорсткості поверхні теплообміну, яка відіграє ключову роль у необхідному граничному перегріванні стінки, за якого починається процес утворення бульбашок. Тому наведені параметри лише частково характеризують умови переходу до бульбашкового кипіння в плівці в реальних випарних апаратах.

В роботі [129] рекомендується знаходити критичне значення теплового потоку, за якого починається вплив утворення парових бульбашок на процеси тепловіддачі зі співвідношення

$$\text{Re}_k = 9,4 \text{Re}_k K_t^{-1} \text{Pr}^{-1/3}, \quad (2.47)$$

$$\text{де } \text{Re}_k = q \frac{\sqrt{\sigma}}{r\rho_2 \nu g(\rho - \rho_2)}; \quad K_t = \frac{(r\rho_2)^2}{C_p T_{sat} \rho g \sigma(\rho - \rho_2)},$$

а залежність для коефіцієнта тепловіддачі в області переважаючого впливу поверхневого кипіння надається у вигляді

$$Nu = Nu_o 0,543 (Re_k K_t Pr^{1/3} Re^{-1})^{0,7}. \quad (2.48)$$

$$\text{де } Nu_o = \frac{\alpha_o}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,0286 \left(\frac{Re}{4} \right)^{0,23} Pr^{0,4}.$$

В рівнянні (2.48) автори [129] надають степiнь впливу теплового потоку на iнтенсивнiсть тепловiддачi при кипiння в трубi 0,7, що вiдповiдає умовам розвинутого кипiння у великому об'ємi.

Бiльш вдалим параметром початку бульбашкоутворення в плiвцi, запропонованим Зельдовичем [140] та пiдтвердженням Гриффiтсом та Уоллiсом [141], видається величина мiнiмального перегрiву шорсткої стiнки, розрахованої на основi сiввiдношень Лапласа та Клапейрона-Клаузіуса, яка встановлює вiдповiднiсть критичного перегрiву стiнки певному рiдiусу заглиблень мiкротрiщин i яка пропорційно реагує на змiну тиску насичення

$$\Delta t_{min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_c}, \quad (2.49)$$

де R_c – рiдiус заглиблень шорсткостi поверхнi труб; T_{sat} – абсолютна температура насичення.

Експериментальнi результати Чжуня та Себана [123] пiдтвердили адекватнiсть виразу (2.49) для iдентифiкацiї процесу утворення парових бульбашок в стiкаючій по вертикальній поверхнi плiвцi.

2.2.1.4. Кризові явища, мiнiмальна щiльнiсть зрошення, режим погiршеної тепловiддачi до плiвок

Розрiзняють чотири механiзми порушення цiлiсностi плiвки [142, 2003, 143], що викликають режим погiршення тепловiддачi – розривання тонкої плiвки

в ізотермічних та неізотермічних умовах за рахунок сил поверхневого натягу, розривання під дією термокапілярних сил (ефекта Марангоні), висихання плівки в процесі випаровування, відштовхування плівки від поверхні теплообміну за умови кризи теплообміну при кипінні. Реально, в діапазоні зміни режимних параметрів, характерних для режимів роботи випарних апаратів, можуть реалізовуватись перші три, оскільки останній режим, внаслідок незначних теплових потоків, неможливий.

Порушення цілісності плівки внаслідок ефекта Марангоні найбільш виразно проявляється при нагріванні плівки, недогрітої до температури насичення, оскільки у цьому випадку максимально проявляється температурна нерівномірність між температурою рідини у впадинах та вершинах хвиль і завдяки чому відбувається “стягування” рідини із впадин до вершин. Аналітичний огляд значної кількості робіт, присвячений даному питанню виконано в [5, 144].

В роботах О.А.Кабова [143, 145] інформується про виявлений ефект формування просторової структури при нагріванні стікаючої по вертикальній поверхні плівки при локальному нагріванні, а саме формування горизонтального валу, який за певного значення теплового потоку втрачає стійкість і розпадається на струмини.

В роботі [146] теоретично показано, що нелінійна взаємодія гравітаційно-капілярних хвиль та термокапілярної нестійкості призводить до утворення масива ривулет, орієнтованих вздовж напрямку руху плівки, між якими і розривається плівка.

Значна кількість робіт присвячена питанню розривання плівки силами поверхневого натягу в ізотермічних умовах, теоретичний аналіз якого наведено в [147]. Так, в [147] запропоновано два критерія, які визначають умову стійкості сухого п'ятна. Перший критерій базується на умові рівності в критичній точці гідродинамічного тиску рідини, що натікає на сухе п'ятно, силам поверхневого натягу, тобто “силовий” критерій

$$\sigma(1 - \cos \beta_o) = \frac{1}{2} \int_0^h u(y)^2 dy,$$

де β_o – рівноважний кут змочування.

Другий критерій, який носить назву “енергетичний”, базується на припущенні, що плівка прийме таку ширину Z , за якої сума витрати кінетичної енергії в поперечному перерізі і витрата її поверхневої енергії буде мінімальна, тобто

$$\frac{1}{2} Z \int_0^h u(y)^3 dy + Z \sigma u(h) = \min$$

Енергетичний підхід був розвинутий Хоблером та вдосконалений Банкофом [148] врахуванням кута змочування, згідно моделі якого струмини напівокруглої форми стікають вертикально та контактують один з одним. Огляд робіт Хоблера наведено в [149].

В умовах нагрівання плівки, стійкість струмин збалансована поверхневими силами та силою Марангоні [150], звідки визначається мінімальна щільність зрошення, за якої має місце порушення цілісності плівки і стрімке падіння інтенсивності тепловіддачі. В одній з перших робіт, присвячених питанням погіршеної тепловіддачі в плівках [151] експериментально показано, що мінімальна щільність зрошення залежить і від стану поверхні, тобто від того, подається рідина на суху поверхню стінки чи на попередньо змочену, від температурного напору, матеріалу поверхні теплообміну та її шорсткості, конструкції розподільчого пристрою та властивостей рідини. Розбіжність в значеннях мінімальної щільності зрошення на суху та змочену поверхню складає 450÷1200% і більше. Там же відмічено, що в міру зростання різниці температур між стінкою і плівкою, рідина збирається в струмки, а шар рідини між струмками періодично, а потім зовсім зникає. Встановлено, що місце розриву плівки

залежить від її температури, щільності зрошення, типу розподільчого пристрою, властивостей рідини та теплового потоку.

Пізніше було уточнено [152], що розрив плівки рідини виникає під дією термокапілярних сил, направлених поперек потоку рідини від ламінарного залишкового шару до трьохмірних солітоноподібних хвиль.

Візуальні спостереження показують, що порушення цілності плівки виникає в нижній частині труби і розповсюджується вгору, викликаючи перерозподіл витрати рідини по периметру труби у вигляді струмків [153], що врешті призводить до виникнення сухих п'ятен [154]. В той же час паралельно має місце інший процес – утворення струмків викликає збільшення амплітуди хвильового руху, що супроводжується змиванням сухих п'ятен [155, 156, 157, 158].

Вважається, що розривання плівки починається за певної мінімальної щільності зрошення і саме визначенню мінімальної щільності зрошення, за якої починаються кризові явища, присвячена основна кількість експериментальних робіт.

Базуючись на результатах комплексу експериментальних досліджень термокапілярної стійкості плівкової течії води в трубах із нержавіючої сталі діаметрами 10, 15 та 20 мм в турбулентно-хвильовому режимі руху авторами [159] зроблено висновок, що термокапілярне розривання плівки пов'язане з розвитком на поверхні плівки хвильового руху. Термокапілярне розривання плівки зазвичай відбувається в ламінарних плівках, на поверхні якої внаслідок хвилеутворення виникає градієнт температури, який, в свою чергу, створює градієнт поверхневого натягу. В разі турбулентного руху за значно більших витрат і теплових потоків також виникає ефект розривання плівки, але нижче по потоку в міру утворення великих хвиль, які переносять значну кількість рідини. Утворений залишковий шар має суттєво меншу за середню товщину плівки і є ламінарним, тому саме в ньому розривається процес розривання плівки внаслідок поперечного градієнта температур і, відповідно, поверхневого натягу.

Автори [159] узагальнили результати досліджень розривання плівки у формі залежності мінімальної щільності зрошення через число Рейнольдса плівки Re_{min} від параметра термокапілярної стійкості $Q_{\sigma} = q \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) / \lambda \rho g (v^2/g)^{\frac{1}{3}}$. Результати узагальнення надані для чотирьох характерних областей впливу Q_{σ} на Re_{min} :

– перша ($Re_{min} < 25$, $Q_{\sigma} < 1$)

$$Re_{min} = 2,3 \cdot 10^{-3} Q_{\sigma}^{0,65} Pr^{0,35} \frac{L}{(v^2/g)^{1/3}}; \quad (2.50)$$

– друга ($25 < Re_{min} < 200$, $1 < Q_{\sigma} < 2,5$)

$$Q_{\sigma} = 62,5 Re_{min}^{0,59} Pr^{-0,88} \left[\frac{L}{(v^2/g)^{1/3}} \right]^{-0,74}. \quad (2.51)$$

В третій області ($300 < Re_{min} < 700$, $25 < Q_{\sigma} < 50$) має місце слабка залежність Re_{min} від Q_{σ} , а довжина робочої ділянки взагалі не впливає на мінімальну щільність зрошення

$$Re_{min} = 217 Q_{\sigma}^{0,47} Pr^{-0,162}. \quad (2.52)$$

В четвертій області ($Re_{min} > 700$, $Q_{\sigma} > 50$) величина Re_{min} не залежить ні від Q_{σ} , ні від довжини робочої ділянки і має постійне значення $Re_{min} = 850$.

Але, щодо наведених вище рівнянь, по-перше, співвідношення (2.50...2.52) відносяться до умов розвитку кризових явищ при електричному нагріванні поверхні теплообміну, по-друге, для плівок що нагріваються, де особливо відчутних ефект Марангоні. Тому їх використання для випадку нагрівання парою некоректне і за оцінками [160] призводить до завищених результатів щодо Re_{min} .

Експериментальних даних з кризових режимів тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні труб насичених киплячих плівок в умовах нагрівання водяною парою, обмежена кількість. Автори [161] надали умову стабільності плівкового руху на незмоченій поверхні рівнянням

$$\Gamma_{min} = \nu \rho \left(\frac{\sigma}{\nu^{4/3} g^{1/3} \rho} \right)^{0,625}, \quad (2.53)$$

За наявності бульбашкового кипіння розривання плівки виникає при менших щільностях зрошення, ніж при випаровування з вільної поверхні [160]. У випадку наявності поверхневого кипіння основний вплив на Γ_{min} має інтенсивність утворення парових бульбашок, під якими може висихати поверхня теплообміну і виникати сухі плями. Для даних умов автором [160] отримана залежність для Γ_{min} води і спиртових розчинів на зовнішній поверхні труби у вигляді:

$$\Gamma_{min} = 0,87 \left(\frac{\sigma^{0,33} \mu^{0,27} (1 - \cos \theta)}{g^{0,33}} \right)^{0,625}. \quad (2.54)$$

Подібне рівняння отримано авторами [162] для умов охолодження плівки води на зовнішній поверхні труби із нержавіючої сталі:

$$\Gamma_{min} = 1,3 \left(\frac{\nu^{0,27} \sigma (1 - \cos \theta)}{\rho g^{0,33}} \right)^{0,625}. \quad (2.55)$$

Такого ж виду рівняння для мінімальної щільності зрошення отримано в [136] де досліджено процеси тепловіддачі до стікаючих плівок та кризові явища в трубі 9 м діаметром 30 мм з нержавіючої сталі, що обігрівалась водяною парою

$$\Gamma_{min} = 3,1 \left(\frac{\sigma(1 - \cos \theta) v^{0,29} \rho^{0,34}}{d^{0,38} g^{0,47}} \right)^{0,75}. \quad (2.56)$$

Але, незважаючи на наявність великої кількості робіт, присвячених процесам стійкості стікаючих плівок, лівова їх частка відноситься до моделювання умов роботи енергетичного обладнання зі значними тепловими потоками, які генерувались за допомогою пропускання струму через теплообмінну поверхню, по якій стікали плівки води. У випадку моделювання умов роботи випарних апаратів [136], нагрівання поверхні труб здійснюється водяною парою, а рекомендовані співвідношення для Γ_{min} також отримані на основі даних з тепловіддачі до плівок води, оскільки область зі стрімким падінням теплового потоку і, відповідно, інтенсивністю тепловіддачі у цьому випадку має чіткі межі.

В разі кипіння розчинів, особливо густих, [136], має місце монотонне падіння і теплового потоку і інтенсивності теплообміну по довжині труби, незважаючи на зростання швидкості пари над поверхнею плівки по довжині труби. Вважаючи на те, що зі зростанням концентрації має місце стрімке зростання в'язкості, що, у свою чергу, призводить до зростання товщини плівки, питання щодо параметра ідентифікації початку кризи теплообміну до плівок розчину за умови нагрівання поверхні теплообміну парою залишається відкритим.

Висновки до розділу 2

1. Точні розв'язки рівняння збереження енергії в разі неусталеного руху плівки на ділянці розвитку теплового граничного шару надані лише для ламінарного руху плівки з параболічним профілем швидкості.

2. В разі неусталеного руху турбулентної плівки на ділянці розвитку теплового граничного шару точні розв'язки рівняння збереження енергії відсутні,

а надані лише наближені розв'язки на основі інтегральних методів з використанням заданих узагальнених функцій температурного профілю.

3. Точні розв'язки рівняння збереження енергії для плівкової нагрітої до температури кипіння рідини турбулентної течії отримані лише для усталеного руху пласкої плівки на ділянці розвинутого теплового граничного шару в одномірній постановці.

4. В переважній більшості робіт вплив поверхневих хвиль на інтенсивність тепловіддачі виражається через умовну хвильову теплопровідність, як додаткової до молекулярної та турбулентної компоненти ефективної теплопровідності в рівнянні збереження енергії усталеної пласкої плівки з розвинутим температурним профілем.

Інший спосіб врахування дії поверхневих хвиль на інтенсивність тепловіддачі до плівок базується на осередненні її теплопровідності з використанням реальної хвильової форми поверхні плівки, поточна товщина якої задається наближеною періодичною функцією, а осереднення товщини плівки здійснюється в часі за період проходження хвилі. Другий спосіб дає кращу відповідність експериментальним кривим щодо характеру залежності інтенсивності тепловіддачі від витратних характеристик.

5. Переважна кількість експериментальних робіт з досліджень тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок води та розчинів виконані на експериментальних установках, що моделюють випарні апарати. За даних умов отримані результати з інтенсивності тепловіддачі є узагальненою тепловою характеристикою комплексної дії ряду факторів – щільності зрошення, швидкості пари, теплового потоку, які взаємопов'язані між собою. На таких установках виділення впливу дії окремих незалежно діючих на теплообмін один від одного факторів не видається можливим. Співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі, узагальнені на основі даних справедливі лише для конкретної геометрії випаровувального каналу, за якого отримані експериментальні результати. Перенесення отриманих висновків на випаровувальні системи іншої конфігурації некоректне.

8. Переважна кількість робіт з дослідження стійкості стікаючих водяних плівок, виконана на поверхнях, які нагрівались електричним струмом, відповідно до умов роботи енергетичного, а не теплотехнологічного обладнання. Основною причиною погіршення тепловіддачі до киплячих водяних плівок за даних умов є розривання плівки, утворення повздовжніх струменів та ривулет, і, як наслідок, виникнення сухих п'ятен. Експериментальних робіт присвячених режимам погіршення тепловіддачі до плівок розчинів на поверхнях з паровим нагріванням, відповідно до умов роботи плівкових випарних апаратів, обмежена кількість, а наявні, рекомендовані в літературі співвідношення щодо мінімальної щільності зрошення, за межами якої має місце криза теплообміну, справедливі лише для плівок води та слабкоконцентрованих розчинів.

РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ УСТАНОВКИ. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕННЯ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ОБРОБКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

Дослідженню процесів теплообміну під час концентрування розчинів в низхідних кільцевих потоках присвячена значна кількість робіт [103, 129, 131, 135, 136, 137]. Головною особливістю більшості експериментальних стендів, на яких здійснено дослідження є те, що вони моделюють кип'ятильні канали реальних випарних апаратів. Отримані результати є узагальненою тепловою характеристикою комплексної дії ряду факторів – щільності зрошення, швидкості пари, теплового потоку, які до того ж взаємопов'язані між собою. Крім того, оскільки експериментальні канали мали різну геометричну конфігурацію – довжину, діаметр – узагальнені співвідношення для розрахунку осередненої для всього каналу інтенсивності тепловіддачі обмежені конкретною геометрією каналів. На установках зазначеного типу неможливо виділити вплив окремих чинників на тепловіддачу, тому потрібна відповідна поставленим задачам установка, на якій була б можливість змінювати витрати фаз та тепловий потік незалежно один від одного.

Крім того, вважаючи на те, що багатокорпусні випарні установки харчових виробництв експлуатуються переважно під розрідженням і за незначних теплових потоків, дослідна установка повинна мати самостійну відокремлену систему зміни та підтримування заданого розрідження для нагрівної та процесної камер відповідно.

3.1. Опис експериментальної установки.

Експериментальна установка, рис.3.1, фото – на рис. 3.2, являє собою вертикальну трубу з відокремленими автономними в питанні підтримування тиску нагрівної пари зонами – ділянка стабілізації кільцевого низхідного парорідинного потоку з розвитком хвильової структури, та експериментальна ділянка

труби, на якій здійснювалось вимірювання заданих величин. Установа обладнана системою моделювання та підтримування на заданому рівні в процесі проведення експериментів умов, за яких здійснюється концентрування соків в кип'ятильних трубах випарних апаратів – систем генерування плівки, подавання у верхню частину модельного каналу пари, підтримування на заданому рівні тиску пари або розрідження в нагрівних камерах та дослідній ділянці, підтримування заданої концентрації на вході в дослідний канал. Установа також обладнана системою вимірювань заданих величин – температур стінки, температури плівки та пари, товщини неперервного прошарку плівки, теплового потоку, втрат тиску, концентрації розчину на вході та виході з експериментального каналу.

Дослідний канал (55), рис.3.1, виготовлено з труби із харчової нержавіючої сталі Х18Н10Т. Діаметр труби 22х1, довжина 1800 мм. З верхнього кінця труби знята фаска під кутом 45°. Труба умовно поділена на ділянку стабілізації довжиною 1300 мм, та дослідну ділянку довжиною 500 мм.

Живлення рідиною здійснювалось переливанням через край труби відповідно до умов роботи плівкових випарних апаратах.

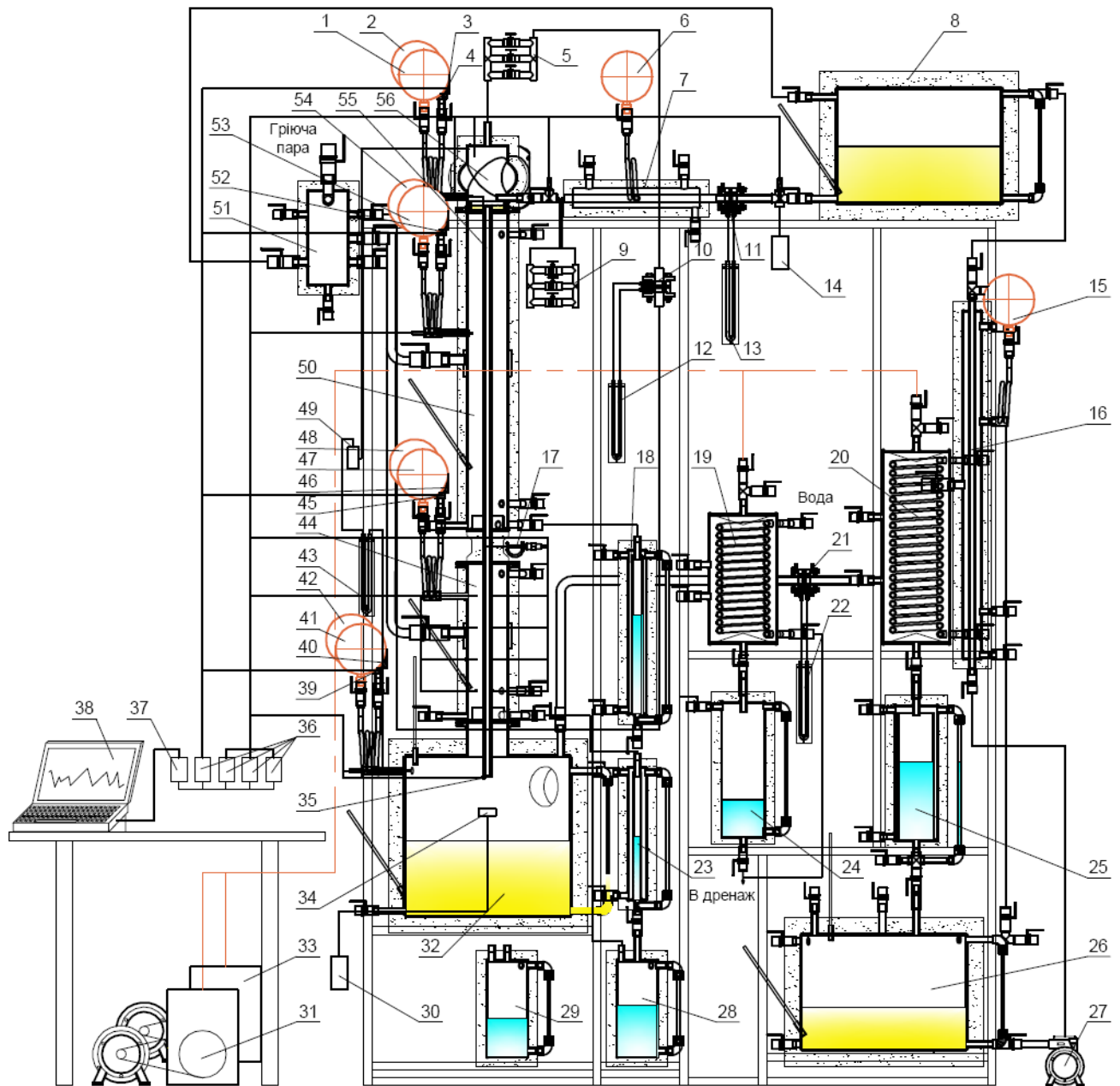


Рис. 3.1. Схема експериментальної установки:

1, 6, 15, 41, 47, 53 – манометри; 2, 42, 48, 54 – вакуумметри; 3, 39, 45 – давачі розрідження; 4, 40, 46, 52 – давачі тиску; 5, 9 – гребінки регулювання витрати; 7, 16 – теплообмінник; 8, 26, 32 – бак; 10, 11, 21 – діафрагма; 12, 13, 22, 43 – дифманометр; 14, 30 – пробовідбірники; 17 – давач товщини плівки; 18, 23, 24, 25, 28, 29 – збірники конденсату; 19, 20 – конденсатори; 27 – насос; 31, 33 – вакуумнасоси; 34 – пробовідбірник; 35 – ємність для визначення температури соку на виході з труби; 36 – модуль аналогового вводу 7018P; 37 – модуль 7520;

38 – ПК; 44, 50 – нагрівна камера; 49 – проміжна ємність; 51 – сепаратор нагрівної пари; 55 – експериментальна труба; 56 – верхня камера.



Рис. 3.2. Фото експериментальної установки

Модельними рідинами для проведення дослідів були дисцильована вода та цукрові розчини концентрацією до 72 %. Робоча рідина в процесі проведення вимірювань використовувалась багаторазово завдяки двом ємностям (8) та (26). Рідини перекачувались насосом (27) з нижньої ємності (26) у верхню (8), а підтримування необхідної температури рідини перед подаванням у верхню ємність (8) здійснювалось нагріванням водяною парою у підігрівнику (16). На

витратомірну діафрагму (11) рідина потрапляла через фільтр та додатковий підігрівник (7), який підтримував стан насичення рідини перед надходженням в приймальну верхню камеру (56). Контролювання та підтримування на заданому рівні витрати рідини забезпечувалось за допомогою набору діафрагм, з діаметрами отворів відповідно 2, 4, 6 мм. Відбирання тиску до та після діафрагми здійснювалось в камері відбирання тисків (11). Діафрагми та кільцеві камери виготовлені відповідно вимогам [163, 164, 165]. Перед проведенням дослідів діафрагми тарувались. Перепад тиску на діафрагмі вимірювався U подібним дифманометром (13), в який заливався чотирихлористий вуглець, або бромформ. Регулювання витрати рідини здійснювалось вентилями (9) вручну, об'ємна витрата якої вимірювалась по зміні рівня в збірнику (8). Діаметрально розташованими трубопроводами підготовлена рідина надходила в камеру (56), і переливанням потрапляла в приймальний стакан. Температура рідини на виході з ємності (8), в камері (55), на вході в теплообмінний канал та виході з нього вимірювалась мідь-константановими термопарами з діаметром дроту 0,1 мм. Всі термопари індивідуально градуювались. Градуювання здійснювалось за допомогою лабораторних термометрів ТЛ-4 з ціною поділки 0,1 К. Термопари підключались до модулів аналогового вводу I-7018P (36) фірми ICP DAS [166], з 8 вхідними каналами. Модулі давали можливість підключення різних типів термопар (J, K, T, E, R, S, B, N, C, L, M). Похибка модуля $\pm 0,1\%$. Всі модулі I-7018P з вихідним сигналом стандарту RS-485 під'єднувались до одного модуля I-7520 (37), який перетворював сигнал стандарту RS-485 в сигнал стандарту RS-232. Модуль I-7520 підключено до персонального комп'ютера (38) з програмним забезпеченням, що забезпечував опитування модулів, та запис отриманих значень в базу даних (рис. 3.3). Час опитування задається і становить від 0,1 с.

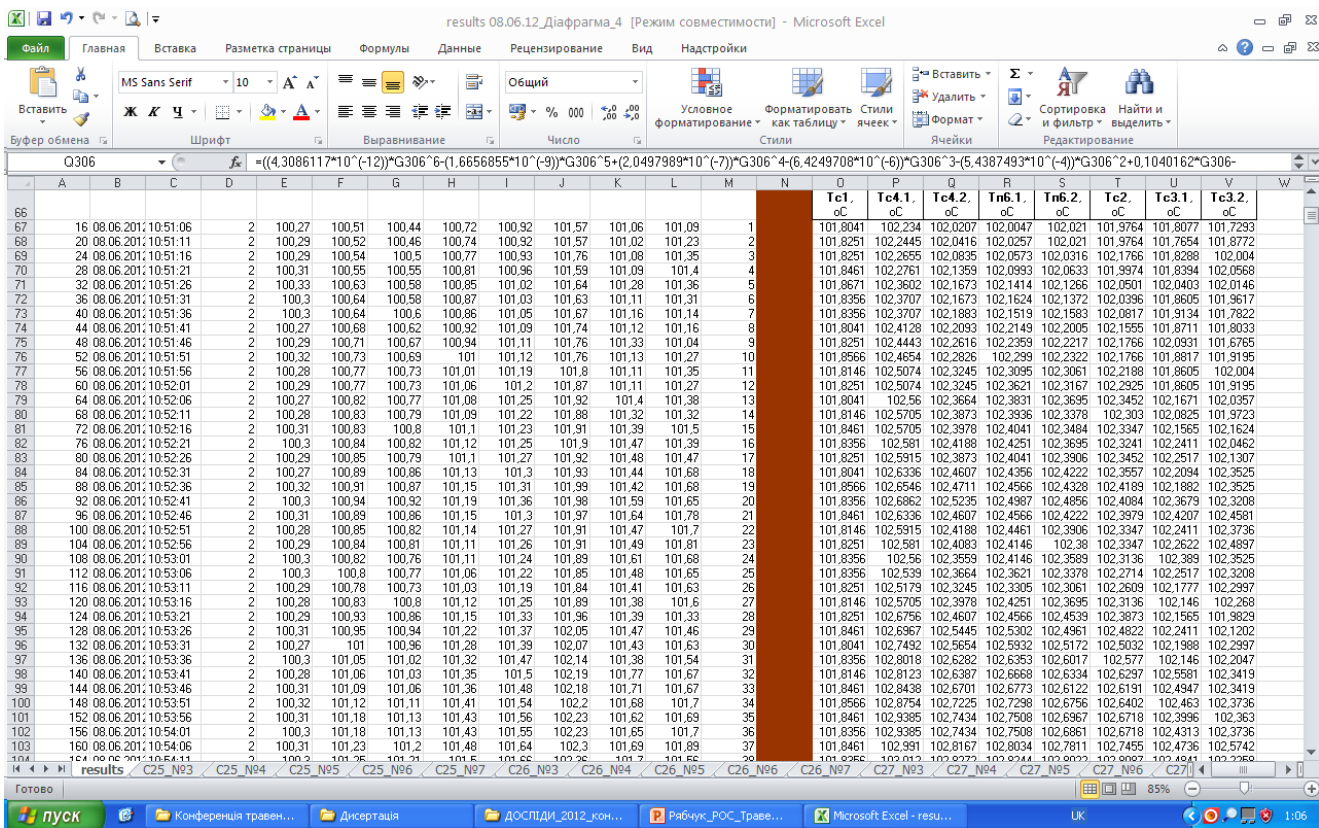


Рис. 3.3. Фрагмент бази даних проведеного експерименту

Для мінімізації величини похибки вимірювань температури, градування термопар здійснювалось разом з модулями; термопари підключались до вхідних каналів модулів та визначалась похибка між значеннями температур занесених в базу даних та температур, що показував термометр ТЛ-4. Градування температура здійснено в діапазоні температур від 15 до 140 °С. Знайдені похибки для кожної термопари враховувались під час обробки даних.

Парові камери ділянки стабілізації (50) та дослідної ділянки (44) обладнані системою незалежного підведення та регулювання тиску пари, яка надходила від електричного парогенератора насиченої пари через сепаратор (51).

Зразкові манометри (53, 47) МО 2,5 (клас точності 0,4) до нагрівних камер приєднані через трубки Перкінса; а також до камер під'єднані – зразкові вакуумметри ВО 1 (54, 48) (клас точності 0,4), давачі тиску (52, 45) ОВЕН ПД-100-ДИО,25-0,5.И.11 (клас точності 0,5), з вихідним сигналом 4...20 мА; давачі розрідження (53, 46) SUCO 0620 (клас точності 0,5), з вихідним сигналом 4...20 мА; лабораторні термометри з ціною поділки 0,1 К.

Давачі тиску та розрідження, а також зовнішні резистори опором 125 Ом під'єднувались до модуля I-7018P. Значення тиску записувались до бази даних. Манометри, вакууметри, давачі тиску та розрідження перед монтажем повірялись.

Температура пари на ділянці стабілізації вимірювалась двома термопарами, а на дослідній – чотирма, розташованими через кожні 100 мм по висоті труби. Температура стінки труби нижньої дослідної ділянки вимірювалась у чотирьох точках, через кожні 100 мм.

Вторинна пара з труби (55) разом з рідиною надходила до збірника (32), звідки відсмоктувалась вакуум-конденсаторною установкою, що складалась із поверхневого змішувача конденсатора (20) та вакуум-насоса (33). Утворений конденсат надходив у збірник (25), де визначалась його кількість; конденсат періодично зливався в бак розчину (26), або в дренаж.

Мірні конденсатні ємності, як і дослідна та стабілізаційні ділянки, обладнані внутрішніми адіабатними стаканами. Конденсат зі стаканів експериментальної труби (55) надходив у збірники конденсату (18,23), де визначалась його кількість. Конденсат, утворений на корпусі нагрівної камери, видалявся в дренаж, або направлявся до проміжного збірника конденсату (28). Проміжні збірники конденсату (24, 28, 30) встановлені з метою підтримування тиску вторинної та нагрівної пари в процесі проведення досліду під час зливання в дренаж конденсату, що важливо при проведенні дослідів під розрідженням.

Всі трубопроводи, теплообмінники, нагрівні камери, ємності, збірники конденсату, ізольовані мінеральною ватою та вкриті фольгаізолом.

Частина дослідів виконувалась під розрідженням, тому відтяжки з нагрівних камер та врівноважувальних лінії зі збірників конденсату, під'єднувались до конденсаторної установки, яка складалась з конденсатора (19) та вакуум-насоса (31). Вакуум-конденсаторна установка складалась із двох конденсаторів та вакуум-насосів, що давало можливість довільно, незалежно один від одного встановлювати задане розрідження як нагрівної, так і вторинної пари.

Втрати тиску під час руху низхідного двофазового потоку в модельній трубі визначалась за допомогою дифманометра (43). Манометри (1, 41),

вакуумметри (2, 42), давачі тиску (4, 40) та розрідження (3, 39), термометри та термопари встановлені у верхній (56) та нижній (32) камерах.

Відбирання проб цукрових розчинів здійснювалось за допомогою пробовідбірників (14, 30) через приймальний резервуар (34). Конструктивно пробовідбірники виконані таки чином, що відбирання проб розчину здійснювалось як під атмосферним тиском, так і під розрідженням.

Для довільної зміни швидкості пари на дослідній ділянці труби незалежно від теплового навантаження, у верхній приймальній камері розташовано трубопровід для вдування пари в кип'ятильний канал.

Контролювання та регулювання витрати пари, що вдувалась в модельний канал, здійснювалось за допомогою набору діафрагм діаметрами 6, 14, 16 мм. Діафрагми та кільцеві камери виготовлені згідно нормативних вимог [163, 164, 165]. Перепад тиску на діафрагмі визначався за допомогою дифманометра (12).

Вимірювання товщина плівки здійснено електроконтактним методом за допомогою спеціально виготовленого давача (17), встановленого у верхній частині дослідної ділянки. Отримані експериментальні дані, заносились до бази даних.

Для візуального спостереження у верхній та нижній робочих камерах встановлені оглядові вікна. У нижній камері встановлена відеокамера Prestigio для спостереження фіксації форми двофазного потоку на виході із дослідної труби.

База даних з теплогідродинамічних характеристик кільцевих низхідних потоків, що отримана на основному експериментальному стенді, рис.1.3, була доповнена даними В.А Ардашева [136], отриманими на експериментальній установці, що моделювала реальні теплогідродинамічні процеси, що протікають в плівковому випарному апараті, рис.3.4. Установка складалась з вертикальної труби із нержавіючої сталі X18H10T довжиною 9 м та внутрішнім діаметром 30 мм, поділеної на 20 ділянок довжиною 440 мм для збирання конденсату з виділених ділянок труби і визначення на основі зібраного конденсату розподілу теплового потоку по довжині труби. Нагрівання модельної труби здійснювалось сухою насиченою парою. В процесі проведення дослідів вимірювались:

температура стінки труби в 20 точках на кожній виділеній ділянці мідь-константовими термопарами, втрати тиску, температура пари всередині труби, концентрація розчину на вході та виході із труби.

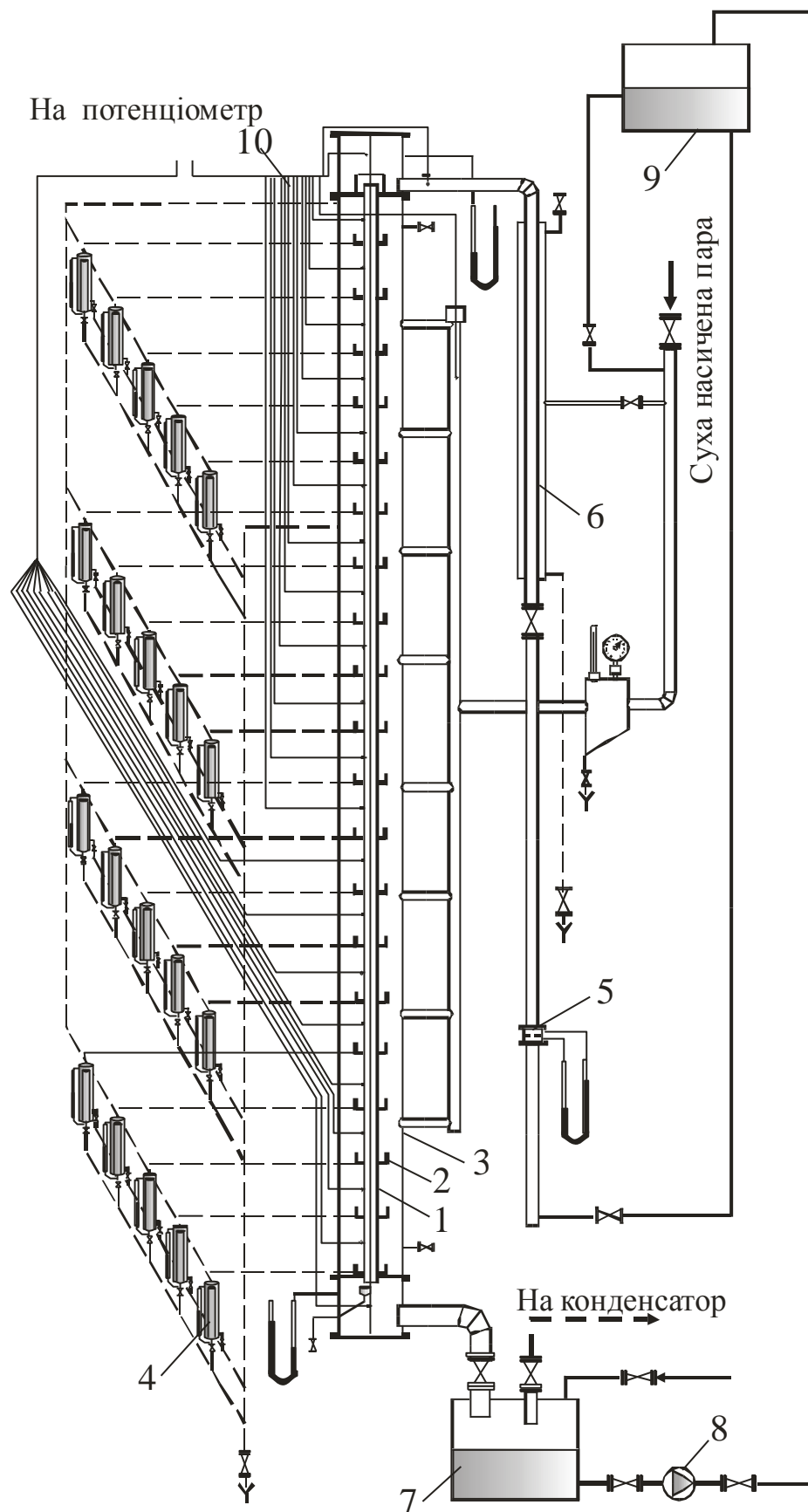


Рис. 3.4. Схема експериментальної установки [136]

1 – експериментальна труба; 2 – конденсато-збірники; 3 – кожух; 4 – мірні ємності із внутрішніми стаканами; 5 – вимірювальна діафрагма; 6 – підігрівник; 7 – нижній бак; 8 – насос; 9 – верхній напірний бак; 10 – термопари

Отримані на установці рис.3.4 дані відповідали умовам повністю сформованої хвильової структури з розвинутою системою великих хвиль і моделювали реальні плівкові течії в трубах плівкових випарних апаратів з комплексною дією на теплообмін ряду реальних впливаючих факторів.

До аналізу теплогідродинамічних характеристик кільцевих низхідних паророзчинових потоків під розрідженням залучено також дані А.В.Глоби [137], з досліджень інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків яблучного соку під розрідженням. Установка складалась з вертикальної труби із нержавіючої сталі Х18Н10Т довжиною 3,9 м та внутрішнім діаметром 32 мм, поділеної на 6 ділянок довжиною 650 мм для визначення характеру розподілу теплового потоку по довжині труби.

Крім зазначених даних, аналіз теплогідродинамічних процесів виконано із залученням до власних дослідів результатів досліджень хвильових характеристик кільцевих низхідних потоків інших авторів:

1. Дані К.Д.Чу, А.Е.Даклера [7], робота виконана в Хьюстонському університеті – вертикальна труба довжиною 6 м та внутрішнім діаметром 50,8 мм; водо-повітряні кільцеві низхідні потоки всередині труби; вимірювання хвильових характеристик виконано ємнісним методом у 5 точках по висоті труби.

2. Дані Б.Г.Ганчева [63], робота виконана в МВТУ ім Баумана – вертикальна труба довжиною 3м діаметром 61,5x55 мм та скляним кожухом діаметром 97 мм; вертикальна труба довжиною 19м та діаметром 60x52 мм, вільне стікання плівки по зовнішній поверхні труби, вимірювання хвильових характеристик та товщини неперервного шару виконано ємнісним методом.

3. Дані М.М. Кулова [65], робота виконана в Інституті загальної неорганічної хімії ім. М.С.Курнакова АН СРСР – вертикальна труба довжиною 2,4 м внутрішнім діаметром 25 мм; водо-повітряні кільцеві низхідні потоки всередині

труби; вимірювання хвильових характеристик виконано ємнісним методом по висоті труби.

3.2. Методика проведення досліджень та обробка дослідних даних

Згідно з планом багатofакторного експерименту досліди проводились з використанням конденсату та цукрового розчину за схемами:

- $\Delta t = \text{var} (2; 3; 5; 8; 11; 15; 20) \text{ } ^\circ\text{C}$, $\Gamma_v = \text{const}$, $P_1 = \text{var}$, $P_2 = \text{const}$, $u_2 = \text{const}$;
- $\Gamma_v = \text{var} (0,1; 0,2; 0,3; 0,6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $\Delta t = \text{const}$, $P_1 = \text{const}$, $P_2 = \text{const}$, $u_2 = \text{const}$;
- $u_2 = \text{var} (0; 15; 25; 35) \text{ м/с}$, $\Delta t = \text{const}$, $\Gamma_v = \text{const}$, $P_1 = \text{const}$, $P_2 = \text{const}$;
- $P_2 = \text{var} (101325; 36963; 19734) \text{ Па}$, $\Delta t = \text{const}$, $\Gamma_v = \text{const}$, $P_1 = \text{const}$, $u_2 = \text{const}$.
- $CP = \text{var} (0; 30; 40; 50; 60; 70) \%$, $\Delta t = \text{const}$, $\Gamma_v = \text{const}$, $P_1 = \text{const}$, $u_2 = \text{const}$.

Діапазон зміни режимних параметрів охоплює режими роботи плівкових випарних апаратів цукрової галузі та установок для концентрування фруктових соків.

Перед проведенням досліджень проводилась серія налагоджувальних і тарувальних експериментів для всього діапазону досліджень.

Витрата рідини. Витрата рідини, що надходила в експериментальну трубу визначалась по зміні рівня в збірнику. Для контролю витрати рідини застосовувався набір попередньо протарованих діафрагм ($\varnothing 2, 4, 6 \text{ мм}$). Для кожної з них отримана залежність витрати від перепаду тиску на дифманометрі $V = f(\Delta h)$, а робочою рідиною виступав чотирьоххлористий вуглець, або бромформ. Регулювання витрати рідини, передбачалось за допомогою вентилів, що встановлені після діафрагми.

Витрата пари. Для контролю витрати пари застосовувалась набір діафрагм ($\varnothing 6, 14, 16 \text{ мм}$), які тарувались перед проведенням досліджень. Витрата пари визначалась за тарувальною кривою $V_n = f(\Delta h)$, на основі показів дифманометра. Регулювання витрати пари виконувалось вручну за допомогою вентилів.

Товщина плівки. Товщина плівки вимірювалась електроконтактним способом за допомогою спеціально виготовленого давача, в складі якого

мікрометричний гвинт з шкалою 0,01 мм, до якого за допомогою виготовленої муфти закріплена голка з нержавіючої сталі діаметром 0,5 мм. Всередину голки заведено ізольований дріт діаметром 0,1 мм, один кінець якого виступає на 0,5 мм (оголена частина 0,1 мм) від кінця голки і надійно ізольований за допомогою епоксидної смоли; інший кінець дроту підключений до мікроамперметра. Діаметрально встановленому давачу на зовнішній поверхні експериментальної труби припаяний провід, який підключений до джерела постійного струму. Інший полюс джерела постійного струму підключений до мікроамперметра. Електричний ланцюг замикається у випадку підводу голки до поверхні стікаючої плівки рідини. Перед початком проведення вимірювань давач виставлявся на “нуль” замиканням електричного ланцюга на суху стінку.

Максимальне значення сили струму відповідало максимальному відхиленню стрілки мікроамперметра в момент контакту зі стінкою труби, що відповідало встановленому “нулю”. При відведенні кінця голки від стінки сила струму зменшувалась; відстань, на якій починалися коливання сили струму відповідала товщині неперервного шару плівки.

Тиск і температура гріючої пари. При проведенні дослідів вимірювались тиск пари в гріючих камерах за допомогою зразкових манометрів, вакууметрів, давачів тиску; та температур за допомогою термопар та лабораторних термометрів. Давачі тиску та термопари з встановленою періодичністю опитувались модулями автоматики, їх числові значення заносились до бази даних проведення експерименту, для подальшої обробки.

Для перевірки достовірності отриманих значень записувались також покази манометрів, вакууметрів та ртутних термометрів.

Втрата тиску по довжині каналу. Для визначення втрат тиску по довжині каналу встановлений дифманометр, який приєднаний до верхньої та нижньої камер. В якості робочої рідини застосовувався чотирьоххлористий вуглець та бромформ. Для уникнення впливу утвореного конденсату в імпульсній трубці, що підключена до верхньої камери, перед дифманометром встановлена проміжна ємність, для періодичного зливу конденсату.

У верхній і нижній камерах були встановлені давачі тиску, які опитувались модулями автоматики. Втрата тиску визначалась, як різниця отриманих від давачів показів.

Температура стінки. Температура зовнішньої стінки труби вимірювалась за допомогою мідь-константанових термопар. Глибина закладки термопар в стінку 0,5 мм. Термопари з встановленою періодичністю опитувались модулями автоматики.

Температура плівки. Температура плівки вимірювалась за допомогою мідь-константанових термопар, встановлених у виготовленій ємності (35), припаяної на виході з труби. Термопари з встановленою періодичністю опитувались модулями системи автоматики.

Тепловий потік. Тепловий потік на зовнішній стінці труби визначався за результатами вимірювань кількості зібраного за час проведення експерименту конденсату в збірниках конденсату.

Температурний напір. Температурний напір визначався як різниця між температурою внутрішньої стінки труби та середньозваженою температурою рідини на виході з труби

Теплофізичні властивості цукрового розчину. Теплофізичні властивості цукрового розчину розраховувались за співвідношеннями Д.Є.Сіната-Радченка [167, 168,169, 170, 171, 172] відповідно до їх концентрації, температури та чистоти розчину (Дб розчину) за співвідношеннями:

$$1. \text{ Кінематична в'язкість, } \frac{M^2}{c} \text{ [167]} \\ \nu = 10^{-9} 10^A, \quad (3.1)$$

$$\text{де } A = \left[0,6688 - \frac{98,4}{T} \right]^{-1} + \left(\frac{2,357 \cdot 10^{12}}{T^{4,44}} \right) \left(\frac{1,9 \cdot 10^5}{Db \cdot CP(x)} - 18 \right)^C,$$

$$C = 2,45 \cdot 10^{-3} T - 1,771; \quad T - \text{ абсолютна температура.}$$

Область застосування: $CP = 0 \div 85\%$, $t = +15 \div +100$ °С.

2. Теплопровідність, $\frac{Вт}{м \cdot К}$ [168]

$$\lambda = \left(0,603 - \frac{28,73}{T}\right)^{0,5} + CP \left[\left[\left(T^2 (7,5 \cdot 10^8 - 1,97 \cdot 10^9 CP) + \right) \right. \right. \\ \left. \left. \left(+ T (4,8 \cdot 10^{-9} CP - 2,3 \cdot 10^{-5}) \right) \right] - 1,4 \cdot 10^{-3} \right]^{0,35}, \quad (3.2)$$

де $T = 100 + t$.

Область застосування: $CP = 0 \div 90\%$, $t = -15 \div +100$ °С.

3. Поверхневий натяг, $\frac{Н}{м}$ [169]

$$\sigma = 76 \cdot 10^{-3} - 0,17 \cdot 10^{-3} t + CP (5 \cdot 10^{-7} t + 4,4 \cdot 10^{-6} Db - 0,34 \cdot 10^{-3}). \quad (3.3)$$

Область застосування: $CP = 0 \div 90\%$, $t = -10 \div +140$ °С, $Db = 100 \div 55\%$.

4. Теплоємність, $\frac{Дж}{кг \cdot К}$ [170]

$$c = 4187 - 4,187 CP (7,1 - 0,018 t - 0,011 Db). \quad (3.4)$$

Область застосування: $CP = 10 \div 82\%$, $t = +20 \div +80$ °С.

5. Густина, $\frac{кг}{м^3}$ [171]:

$$\rho = (1004,7 - 0,206 t - 2,608 \cdot 10^{-3} t^2) \cdot \left(1 - \frac{CP}{100}\right) + \\ + (1563,77 - 0,6 t) \frac{CP}{100} - (182,5 + 0,1177 t) \left(1 - \frac{CP}{100}\right)^{1,03} \frac{CP}{100} \quad (3.5)$$

Область застосування: $CP = 0 \div 90\%$, $t = +20 \div +140$ °С.

6. Коефіцієнт об'ємного розширення, $град^{-1}$ [172]

$$\begin{aligned} \beta = & -6,4104 \cdot 10^{-5} + 1,1258 \cdot 10^{-5} t - 2,9088 \cdot 10^{-8} t^2 + \\ & + (0,929 \cdot 10^{-5} - 1,81127 \cdot 10^{-7} t + 3,9642 \cdot 10^{-10} t^2) CP + \\ & + (-5,2639 \cdot 10^{-8} + 7,8902 \cdot 10^{-10} t - 1,25204 \cdot 10^{-12} t^2) CP^2 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Щодо розрахунку похибок визначення допоміжних величин прийнято, що всі похибки прямих вимірів носять випадковий характер і не мають систематичного характеру.

Оскільки випадкові похибки у виконаних розрахунках не мають взаємного впливу, то квадрат відносної похибки визначеної величини дорівнює сумі квадратів відносних похибок окремих вимірів [173].

Ймовірні похибки основних і допоміжних величин представлено в табл. Д.1.Додатку.

Висновки до розділу 3

1. Розроблена експериментальна установка відповідає задачам дослідження впливу окремих незалежно діючих на теплообмін факторів, що протікають в кип'ятильних каналах випарних апаратів. Автономне введення пари в експериментальний канал дає можливість моделювати низхідні кільцеві парорідинні потоки різних структурних форм в широкому діапазоні зміни концентрацій розчину модельної рідини, витрати розчину, витрати пари, розрідження в системі незалежно від температурного напору і, відповідно, теплового потоку.

2. План досліджень розроблений з умови проведення експериментів максимально наближених до умов роботи промислових плівкових трубних випарних апаратів з цукровими розчинами різної концентрації як при атмосферному тиску, так і під розрідженням.

3. Завдяки багатостадійному калібруванню похибки вимірювань контрольно-вимірювальними приладами та давачами зведена до мінімуму.

4. Автоматична реєстрація та первинна програмна обробка результатів в процесі проведення експериментів дозволяє досягти високої точності отриманих результатів.

РОЗДІЛ 4. АНАЛІЗ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ НА ОСНОВІ СПРОЩЕНОЇ МОДЕЛІ ЕКВІВАЛЕНТНОЇ ПЛОСКОЇ ПЛІВКИ

4.1 Моделювання процесів перенесення теплоти в стікаючих плівках

В довгих каналах при значних витратах переважає хвильова структура з великими хвилями, які перекочуються по поверхні плівки і перемішують її. В той же час, відстань між великими хвилями перевищує 100 мм [65], тому можна припустити, що основний термічний опір зосереджено саме в залишковому шарі між хвилями, а самі хвилі відіграють роль турбулізаторів основного неперервного прошарку. Такої думки дотримувались і автори [147]. Якщо, крім того, зробити припущення, що в неперервному прошарку між хвилями температурний профіль розвинений і відповідає профілю усталеного потоку, то процес теплоперенесення в нагрітій до температури насичення плівці в режимі випаровування з міжфазної поверхні можна надати у формі (2.15). Якщо для кореляції даних скористатися виразом для турбулентної в'язкості у формі М.Д.Міліонщикова [112] (1.73), а постійний коефіцієнт при вершині зміщеної відносно середини плівки параболи, який дорівнює 0,39, замінити на функцію витратних та режимних параметрів, $\varepsilon_n = f(\text{Re})$, то залежність для турбулентної в'язкості (1.73) набуває вигляду:

$$\frac{v_t}{\nu} = \varepsilon_n (\eta \delta_n^+ - \delta_n^+) (1 - \eta), \text{ при } \frac{7,8}{\delta_n^+} \leq \eta \leq 1, \quad (4.1)$$

$$\text{де } \eta = \frac{y}{\delta_n}; \eta_n = \frac{\delta_n}{\delta_n^+} = \frac{\delta_n^+}{\delta_n^+}; \delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{\nu} = 7,8; \delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{\nu}; u^* = \sqrt{\frac{\tau_i + \rho g \delta_n}{\rho}}; \delta_n = \frac{7,8 \nu}{u^*}.$$

де ε_n – невідома функція, яка підлягає визначенню.

Структурно формула (4.1) являє собою параболу з нульовими значеннями на міжфазній границі $\eta = 1$, та на границі ламінарного прошарку $\delta_n = \frac{7,8 \nu}{u^*}$.

В результаті інтегрування (2.15) з врахуванням (4.1), отримуємо вираз для профілю температури в турбулентному ядрі залишкового шару плівки

$$\begin{aligned}
 t &= t_n - \int_{\eta_n}^{\eta} \frac{q\delta_n}{\lambda} \frac{d\eta}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n (\eta\delta_n^+ - \delta_n^+) (1 - \eta)} = \\
 &= t_n + \frac{2q\delta_n}{\lambda R_n} \left[\text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta - 1) - \delta_n^+}{R_n} \right) - \text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_n} \right) \right], \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

$$\text{де } R_n = \sqrt{\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^2 \varepsilon_n^2 (2\delta_n^+ \delta_n^+ - \delta_n^{+2} - \delta_n^{+2}) - 4 \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) \varepsilon_n \delta_n^+}.$$

та різниці температур між ламінарним прошарком та міжфазною поверхнею $t_n - t_i$ в межах товщини турбулентного ядра $1 - \eta_n$

$$\begin{aligned}
 t_n - t_i &= \int_{\eta_n}^1 \frac{q\delta_n}{\lambda} \frac{d\eta}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n (\eta\delta_n^+ - \delta_n^+) (1 - \eta)} = \\
 &= -\frac{2q\delta_n}{\lambda R_n} \left[\text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ - \delta_n^+}{R_n} \right) - \text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_n} \right) \right]. \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

Додавши до (4.3) (2.18), отримуємо різницю температур між стінкою та міжфазною поверхнею

$$t_{cm} - t_i = \frac{q\eta_n \delta_n}{\lambda} - \frac{2q\delta_n}{\lambda R_n} \left[\text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ - \delta_n^+}{R_n} \right) - \text{arctg} \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_n} \right) \right], \quad (4.4)$$

і, відповідно, коефіцієнт тепловіддачі як

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_i} = \left(\frac{\lambda}{\delta_n} \right) \left\{ \frac{R_n}{\eta_n R_n - 2 \left[\arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ - \delta_n^-}{R_n} \right) - \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta_n - 1) - \delta_n^-}{R_n} \right) \right]} \right\}. \quad (4.5)$$

Невідома функція турбулентності ε_n , яка за фізичним змістом відповідає максимуму турбулентності на вершині зміщеної відносно середини півки параболи, за умови використання співвідношення (4.5) може розглядатись, як параметр кореляції, за якого має місце відповідність розрахункових та дослідних даних з теплообміну. Для конкретизації виразу для ε_n необхідна інформація, по-перше, про товщину неперервного прошарку δ_n , по-друге, про міжфазну дотичну напругу τ_i для плівкової течії в умовах наявності супутнього потоку пари.

4.1.2. Моделювання процесів перенесення імпульсу в стікаючих плівках

Форма співвідношення (4.1) дозволяє виконати інтегрування і виразу для рівняння збереження імпульсу як в умовах вільного стікання, так за наявності міжфазної напруги, яке для усталеного режиму руху турбулентної півки має вигляд

$$\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} (1 - \eta) = \left[1 + \left(\frac{v_t}{v} \right) \right] \frac{du}{d\eta}. \quad (4.6)$$

Для пристінного ламінарного прошарку, де $v_t/v = 0$ при $\eta \leq \frac{7,8}{\delta^+}$ інтегрування (4.6) дає

$$u_n = \left(\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} \right) \eta - \frac{g \delta_n^2}{v} \frac{\eta^2}{2}, \quad (4.7)$$

а для турбулентної частини плівки в діапазоні $\frac{7,8}{\delta^+} \leq \eta \leq 1$ з розподілом турбулентної в'язкості (4.1) профіль швидкості визначається з виразу

$$u_t = \left(\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} \right) \int_{\eta_l}^{\eta} \frac{d\eta}{1 + \varepsilon_n (\eta \delta_n^+ - \delta_l^+) (1 - \eta)} - \frac{g \delta_n^2}{v} \int_{\eta_l}^{\eta} \frac{\eta d\eta}{1 + \varepsilon_n (\eta \delta_n^+ - \delta_l^+) (1 - \eta)}. \quad (4.8)$$

Граничні умови для інтегрування (4.8) мають вигляд

$$\eta = \eta_l, \quad u = u_{л.зр}, \quad u_{л.зр} = \left(\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} \right) \eta_l - \frac{g \delta_n^2}{v} \frac{\eta_l^2}{2}, \quad (4.9)$$

а інтегрування (4.8) за граничних умов (4.9) дає наступний розподіл швидкості в залишковому шарі

плівки:

$$u_t(\eta) = \left[\frac{2}{R} \left(\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} \right) - \frac{g \delta_n^2}{R v} \left(1 + \frac{\delta_l^+}{\delta_n^+} \right) \right] \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n}{R} (2\eta_l \delta_n^+ - \delta_n^+ - \delta_l^+) \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n (2\eta \delta_n^+ - \delta_n^+ - \delta_l^+)}{R} \right] \right\} + \left(\frac{g \delta_n^2}{v} \right) \left\{ \frac{1}{2\delta_n^+ \varepsilon_n} \ln \left| \frac{\varepsilon_n \delta_n^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon_n \delta_l^+ (\eta - 1) - 1}{\varepsilon_n \delta_n^+ (\eta_l^2 - \eta_l) - \varepsilon_n \delta_l^+ (\eta_l - 1) - 1} \right| \right\} + \left(\frac{\tau_i \delta_n}{\rho v} + \frac{g \delta_n^2}{v} \right) \eta_l - \frac{g \delta_n^2}{v} \frac{\eta_l^2}{2}, \quad (4.10)$$

де $R = \sqrt{2\varepsilon_n^2 \delta_n^+ \delta_l^+ - \varepsilon_n^2 \delta_n^{+2} - \varepsilon_n^2 \delta_l^{+2} - 4\varepsilon_n \delta_n^+}$.

В разі вільного стікання по вертикальній поверхні у рівняннях (4.7,4.10) приймається $\tau_i = 0$, а вираз (4.10) набуває вигляду

$$u_t(\eta) = \left[\frac{2}{R} \left(\frac{g \delta_n^2}{v} \right) - \frac{g \delta_n^2}{R v} \left(1 + \frac{\delta_l^+}{\delta_n^+} \right) \right] \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n}{R} (2\eta_l \delta_n^+ - \delta_n^+ - \delta_l^+) \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n (2\eta \delta_n^+ - \delta_n^+ - \delta_l^+)}{R} \right] \right\} + \left(\frac{g \delta_n^2}{v} \right) \left\{ \frac{1}{2\delta_n^+ \varepsilon_n} \ln \left| \frac{\varepsilon_n \delta_n^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon_n \delta_l^+ (\eta - 1) - 1}{\varepsilon_n \delta_n^+ (\eta_l^2 - \eta_l) - \varepsilon_n \delta_l^+ (\eta_l - 1) - 1} \right| \right\} + \left(\frac{g \delta_n^2}{v} \right) \eta_l - \frac{g \delta_n^2}{v} \frac{\eta_l^2}{2}, \quad (4.11)$$

Графічна інтерпретація профілю швидкості в залишковому шарі плівки, що відповідає рівнянню (4.10) за умови різної дотичної напруги на міжфазній поверхні за постійної степені турбулізації потоку наведена на рис.4.1

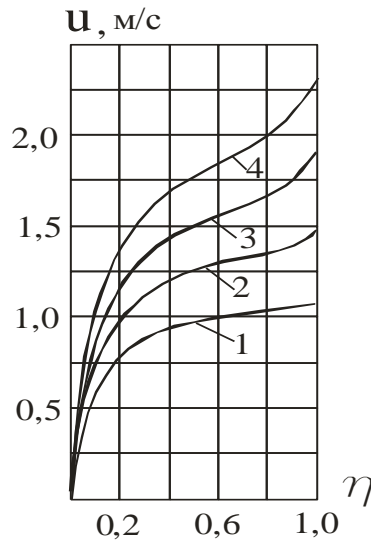


Рис. 4.1. Профілі швидкості в плівці води, розрахованих за співвідношенням (4.11) при: $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$, $\varepsilon_n = 0,39$; $Re = 6000$; $1 - \tau_i = 0\text{ Н/м}^2$ (4.11);
2 – 1; 3 – 2; 4 – 3.

Середня швидкість рідини в залишковому шарі визначається як

$$\bar{u}_n = U_n \eta_n + U_t (1 - \eta_n) = \int_0^{\eta_n} u_n(\eta) d\eta + \int_{\eta_n}^1 u_t(\eta) d\eta, \quad (4.12)$$

де $U_n = \frac{1}{\eta_n} \int_0^{\eta_n} u_n(\eta) d\eta$; $U_t = \frac{1}{1 - \eta_n} \int_{\eta_n}^1 u_t(\eta) d\eta$ – середні швидкості в ламінарному

та турбулентному прошарках відповідно.

Товщина залишкового шару плівки δ_n зв'язана з об'ємною щільністю зрошення балансовим співвідношенням

$$\delta_n = \Gamma_v^H / \bar{u}_n. \quad (4.13)$$

де Γ_v^n – об'ємна щільність зрошення власне залишкового шару плівки.

Для розрахунку товщини неперервного прошарку плівки δ_n потрібні експериментальні дані про частку рідини, що переміщується в пристінному прошарку Γ_v^n . Необхідну інформацію щодо форми, амплітуди та швидкості великих хвиль, які переміщуються по поверхні неперервного прошарку і переносять певну кількість рідини можна отримати з експериментальних даних Чу-Даклера [7], де виконано вимірювання параметрів великих хвиль на поверхні плівок води, що стікали в трубі діаметром 51 мм довжиною 6 м як в умовах вільного стікання, так і за наявності супутнього повітряного потоку.

4.1.3. Моделювання перерозподілу потоків рідини між хвилями та неперервним прошарком

Для оцінки впливу хвильових характеристик плівки на перерозподіл потоків рідини між великими хвилями та залишковим шаром плівки скористаємося даними [7]. На рис.1.10 наведені графіки для фазової швидкості C_f , амплітуди A , та частоти великих хвиль f_{bx} , а на рис.4.3 – час проходження великої хвилі через контрольний перетин плівки та відношення часу проходження низхідної частини великої хвилі до висхідної через контрольний перетин плівки.

На основі наведених графіків, рис.4.3, та графіків на рис. 1.14 з фазової швидкості великих хвиль, можна знайти довжину платформи великої хвилі L_b , а також співвідношення довжин висхідної L_{bf} та низхідної L_{bb} частин тіла хвилі, рис.4.2

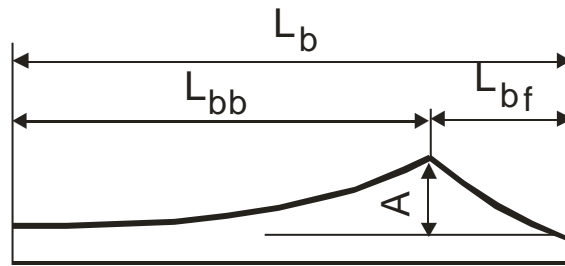


Рис. 4.2. Схема поверхні великої хвилі.

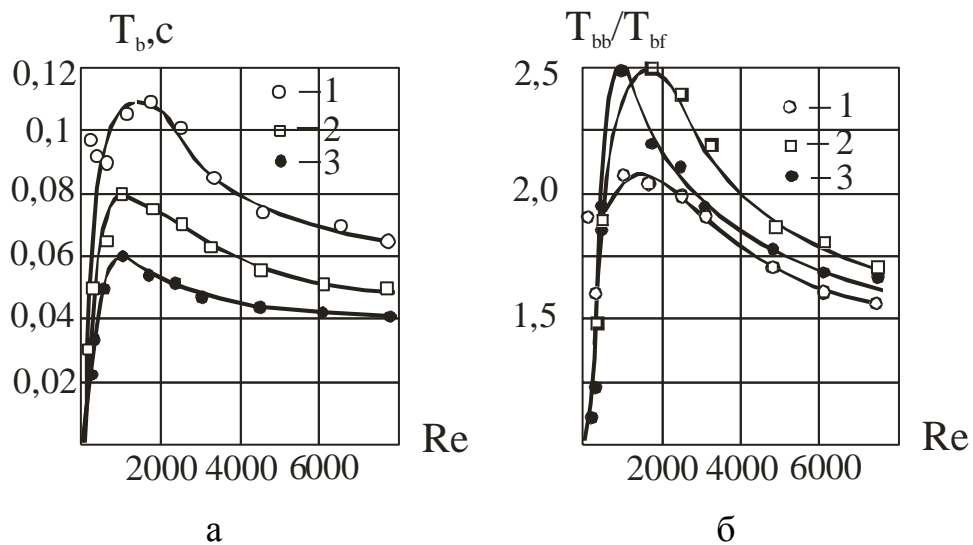


Рис. 4.3. Параметри руху великої хвилі на поверхні плівки водоповітряного низхідного потоку за різної швидкості повітря в трубі діаметром 50,8 мм. (Графіки наведені з [7]).

а. час проходження великої хвилі через контрольний перетин плівки.

б. відношення часу проходження низхідної частини великої хвилі до висхідної частини хвилі через контрольний перетин плівки.

1 – $Re_2 = 0$; 2 – 62500; 3 – 113000.

Згідно даних Б.Г.Ганчева [60] форма хвилі на ділянці від початку до максимуму на вершині хвилі має вогнуту донизу лінію, рис.4.2, і може наближено на ділянці L_{bb} апроксимуватись степеневою залежністю

$$h_{xb}(z) = Az^m, \quad (4.14)$$

де h_{x6} – поточна висота хвилі від неперервного прошарку до вершини; $z = \frac{x}{L_{bb}}$; A – амплітуда хвилі; m – параметр форми хвилі.

Згідно [60] хороша відповідність експериментальним даним щодо форми великої хвилі має місце, якщо параметр форми в рівнянні (4.14) для ламінарно-хвильової області має значення $m = 4$, а для турбулентно-хвильового – $m = 2,5$; в проміжку – параметр форми можна апроксимувати лінійною функцією між двома граничними значеннями, тобто

$$\begin{aligned} m &= 4,0, \text{ при } \frac{\Gamma_v}{\Gamma_{vo}} \leq 1, \\ m &= 4,3 - 0,3 \frac{\Gamma_v}{\Gamma_{vo}}, \text{ при } 1 \leq \frac{\Gamma_v}{\Gamma_{vo}} \leq 6, \\ m &= 2,5, \text{ при } \frac{\Gamma_v}{\Gamma_{vo}} \geq 6, \end{aligned} \quad (4.15)$$

де $\Gamma_{vo} = 0,1 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{M^2}{c}$

Згідно [7] форма хвилі на висхідній ділянці має конфігурацію наближеної до трикутної, рис.4.2. Тоді масова витрата рідини (щільність зрошення), що переноситься великими двовимірними хвилями, віднесеної до периметра труби в одиницю часу запишеться як

$$\Gamma_{x6} = f_{ex} A L_{bb} \int_0^1 z^m dz + f_{ex} A L_{bf} \frac{1}{2}. \quad (4.16)$$

Оскільки величина z змінюється від 0 до 1, то інтеграл у виразі (4.16) залежить лише від параметра форми хвиль m і дорівнює $\frac{1}{m+1}$, а вираз для об'ємної щільності зрошення власне великими хвилями запишеться як

$$\Gamma_{xs} = f_{ex} A L_{bb} \frac{1}{m+1} + f_{ex} A L_{bf} \frac{1}{2} = f_{vx} A \left(\frac{L_{bb}}{m+1} + \frac{L_{bf}}{2} \right). \quad (4.17)$$

На основі даних [7] щодо f_{bx} , A , C_f , L_b (рис.1.14) з використанням співвідношення (4.17) вираховано, що частка рідини, що переноситься великими хвилями в діапазоні об'ємних витрат рідини $0,2 \dots 0,6 \times 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ за умови вільного стікання по вертикальній поверхні в трубі діаметром 50,8 мм становить 55 – 60 % , тобто до 60% рідини в плівці в трубі діаметром 50,8 мм на ділянці з розвинутою хвильовою структурою переноситься великими хвилями і лише 40 - 45% – в залишковому прошарку.

Результати розрахунку товщини залишкового шару за умови вільного стікання за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) дають задовільну відповідність експериментальним даним з товщини неперервного шару в трубах діаметрами 20 мм (дані автора) та 30 мм (дані [60]) лише за умови, що перерозподіл рідини між великими хвилями та залишковим шаром не залишається постійним, а залежить від щільності зрошення відповідно до графіка на рис.4.4

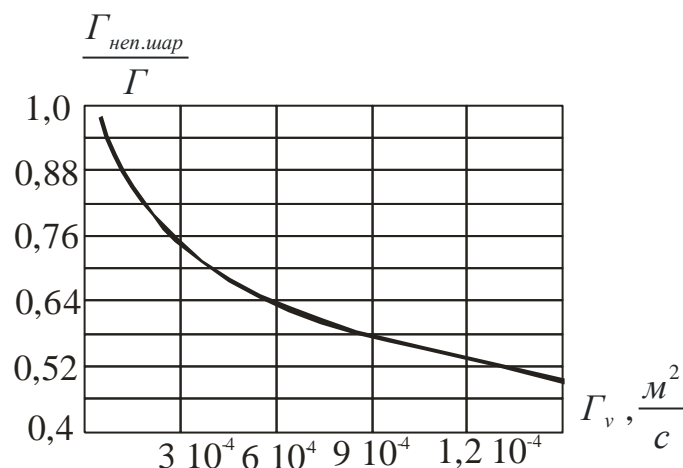


Рис.4.4 Розрахункова частка рідини, що рухається у неперервному прошарку плівки, за якої розрахункова за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13,

4.20) товщина неперервного прошарку відповідає експериментальним даним в трубах діаметром 20 та 30 мм. вода, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Крива на рис.4.4 може бути апроксимована поліномом

$$\frac{\Gamma_v^{неп}}{\Gamma_v} = 1,26 - 1600 \Gamma_v + 1,611 \cdot 10^6 \Gamma_v^2 - 5,556 \cdot 10^8 \Gamma_v^3.$$

Графічна інтерпретація порівняння результатів розрахунку товщини неперервного шару плівки за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) за вільного стікання плівки води з експериментальними даними наведена на рис.4.5.

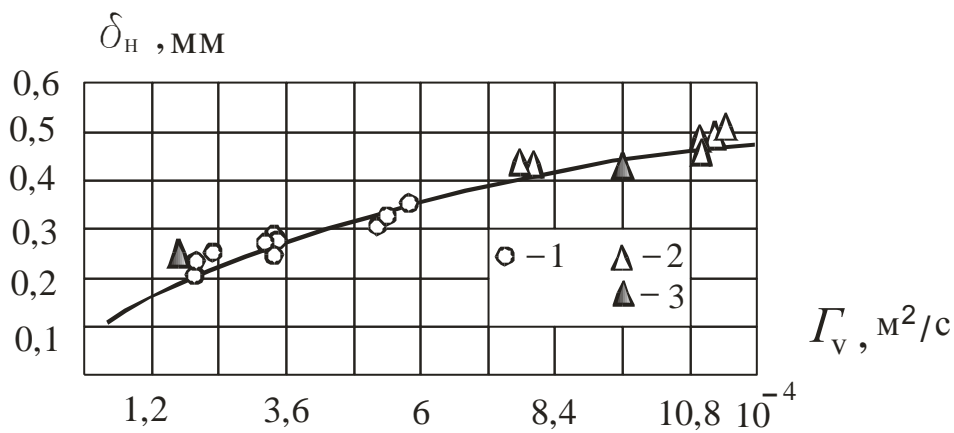


Рис. 4.5. Товщина залишкового (неперервного) прошарку плівки для води при вільному стіканні по вертикальній поверхні ($\tau_i = 0$)

1 – $d = 20$ мм, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$ – дані автора; 2,3 – $d = 30$ мм – дані [60]; 2 – $t = 35\text{ }^{\circ}\text{C}$, 3 – $28\text{ }^{\circ}\text{C}$; лінія – відповідає розрахунку за (4.11, 4.12, 4.13, 4.20). Щільність зрошення в неперервному шарі розрахована відповідно до кривої на рис.4.4.

Аналогічні результати відповідності розрахункової товщини залишкового шару за умови вільного стікання густого цукрового розчину ($CP = 70\%$) за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) експериментальним даним з в трубі

діаметрами 20 мм має місце за умови, що перерозподіл рідини між великими хвилями та залишковим шаром відповідає кривій на рис.4.6

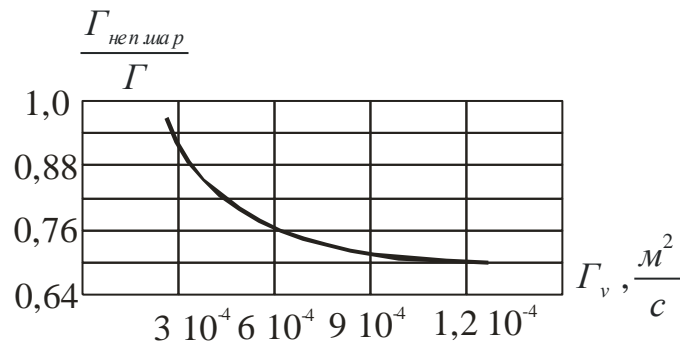


Рис. 4.6. Розрахункова частка рідини, що рухається у неперервному прошарку плівки, за якої розрахункова за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) товщина неперервного прошарку відповідає експериментальним даним в трубі діаметром 20 мм. Цукровий сироп, $CP = 70\%$, $t = 100^\circ C$.

Графічна інтерпретація порівняння результатів розрахунку товщини неперервного шару плівки цукрового сиропу концентрацією 70 % за співвідношеннями (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) в умовах вільного стікання з експериментальними даними наведена на рис.4.7.

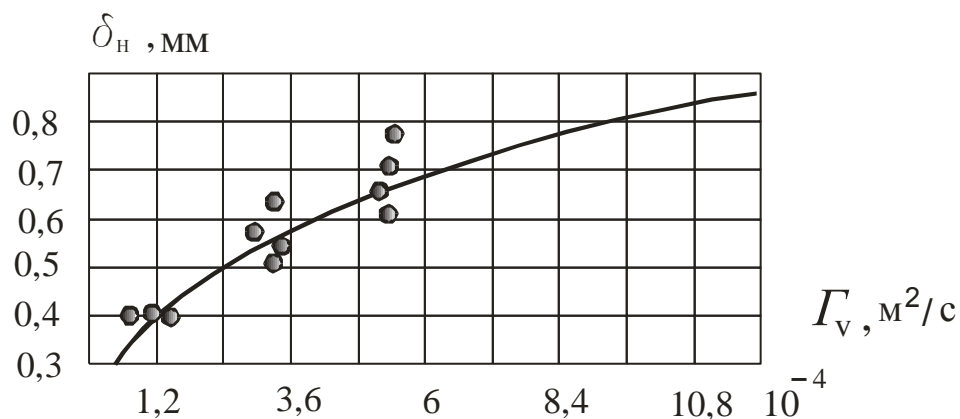


Рис. 4.7. Товщина залишкового (неперервного) прошарку плівки для цукрового сиропу концентрацією 70 % при вільному стіканні по вертикальній поверхні

($\tau_i = 0$). $d = 20$ мм, $CP = 70\%$, $t = 100$ °C ; лінія – відповідає розрахунку за (4.11, 4.12, 4.13, 4.20). Щільність зрошення в неперервному шарі розрахована відповідно до кривої на рис.4.6.

Зі зростанням швидкості газу згідно [7] частка рідини, що переноситься великими хвилями зменшується. Так, за даними [7] при швидкості газу (повітря) 18,5 м/с частка рідини (води), що переноситься хвилями становить 50% , а при швидкості повітря 33,5 м/с – 37%; в діапазоні зміни швидкості повітря від 0 до 33,5 м/с має місце лінійна залежність зростання частки рідини, що переноситься у залишковому шарі від швидкості повітря в трубі діаметром 50,8 мм.

Результати розрахунку товщини залишкового шару за умови плівкової течії води із супутнім паровим потоком зі швидкістю 20 м/с при атмосферному тиску за співвідношеннями (4.10, 4.12, 4.13, 4.20) дають задовільну відповідність експериментальним даним з товщини неперервного шару в трубах діаметрами 20 мм лише за умови, що перерозподіл рідини між великими хвилями та залишковим шаром відповідає кривій на графіку рис.4.8.

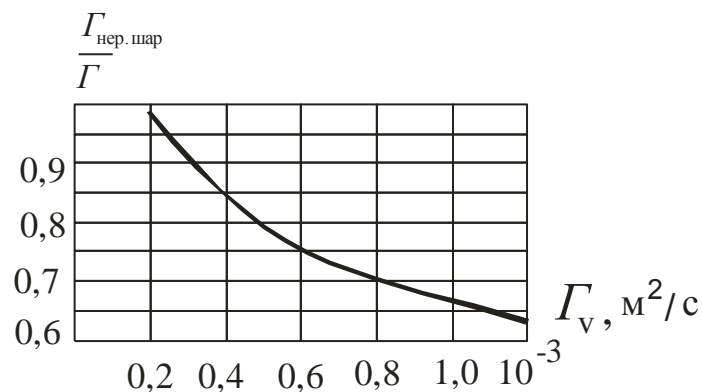


Рис.4.8. Розрахункова частка рідини, що рухається у неперервному прошарку плівки води із супутнім паровим потоком, за якої розрахункова за співвідношеннями (4.10, 4.12, 4.13, 4.20) товщина неперервного прошарку відповідає експериментальним даним в трубі діаметром 20 мм, $t = 100$ °C, швидкість пари $u_2 = 20$ м/с.

Графічна інтерпретація порівняння результатів розрахунку товщини неперервного шару плівки за співвідношеннями (4.10, 4.12, 4.13, 4.20) за умови наявності супутнього парового потоку для води з експериментальними даними наведена на рис.4.9.

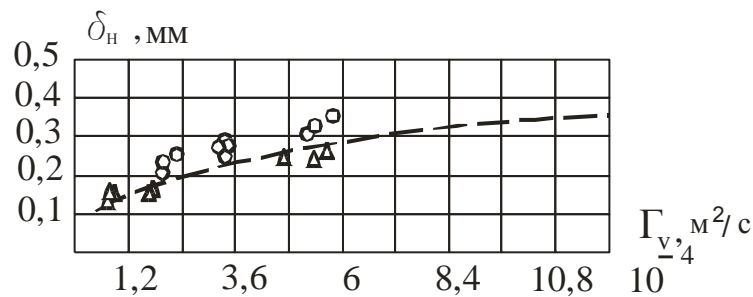


Рис. 4.9. Товщина залишкового (неперервного) прошарку плівки для води за умови наявності супутнього парового потоку.

$d = 20$ мм, $t = 100$ °С $u_2 = 20 - 24$ м/с. Лінія – відповідає розрахунку за (4.10, 4.12, 4.13, 4.20). Кружальця – вільне стікання; трикутники – наявність супутнього парового потоку. Щільність зрошення в неперервному шарі розрахована відповідно до кривої на рис.4.8

В разі плівкової течії густого цукрового розчину концентрацією 70% з супутнім паровим ядром, швидкість якого 20 м/с, результати розрахунку товщини залишкового шару за співвідношеннями (4.10, 4.12, 4.13, 4.20) дають задовільну відповідність експериментальним даним з товщини неперервного шару в трубах діаметрами 20 мм за умови майже сталого перерозподілу рідини у великих хвилях та неперервному прошарку у співвідношенні 20 % до 80 %.

Таким чином, задача теоретичного розрахунку товщини неперервного шару плівки на основі рівнянь руху та гідродинамічної взаємодії плівки з ядром потоку, пов'язана, в першу чергу, зі складним характером перерозподілу рідини між неперервним шаром та великими хвилями в каналах різної геометричної конфігурації для рідин з різними теплофізичними властивостями.

Результати узагальнення експериментальних даних з товщини неперервного шару паро-водяних та паро-сиропних потоків концентрацією до 70% в трубці діаметром 20 мм, та водо-повітряних потоків в трубці діаметром 30 мм [60] надаються наступним рівнянням

$$\delta_n = \delta_v \left(\frac{1,25 v_g}{v + v_g} \right) + \delta_s \left(\frac{0,75 v}{v + v_g} \right), \quad (4.18)$$

де

$$\delta_v = \left[0,155 Re^{\frac{7}{12}} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,046 \left(\frac{Re}{Ka^{\frac{1}{11}}} \right)^{0,88} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \exp(-1,0 \cdot 10^{-5} Re_2),$$

$$\delta_s = \left[\left(\frac{3\Gamma_v v}{g} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,9 \cdot 10^{-8} Re^{0,95} \right] \exp(-1,0 \cdot 10^{-5} Re_2).$$

Графічна інтерпретація рівняння (4.18) для вільного стікання води та цукрових сиропів наведена на рис. 4.10, а для течій зі супутнім паровим та повітряним потоком – на рис. 4.11.

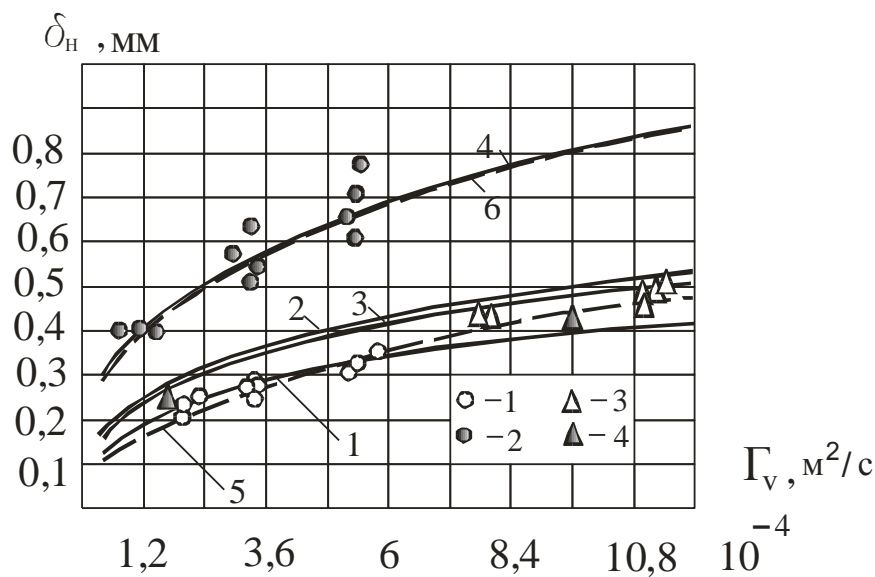


Рис. 4.10. Товщина залишкового (неперервного) прошарку плівки для води та цукрового розчину при вільному стіканні по вертикальній поверхні ($\tau_i = 0$)

1 – $t = 100$ °С – дані автора ; 2 – 35 °С (група експериментальн. Точок по довжині від 2,4 м до 19 м) °С; 3 – 28 °С. Дані [60] Суцільна лінії – розрахунок за (4.18) 4 – цукровий розчин $CP = 70\%$ $t = 100$ С. Штрихова лінія 5,6 – розрахунок за (4.11, 4.12, 4.13, 4.20) витрати води в залишковому шарі для води та сиропу, відповідно рис.4.4.

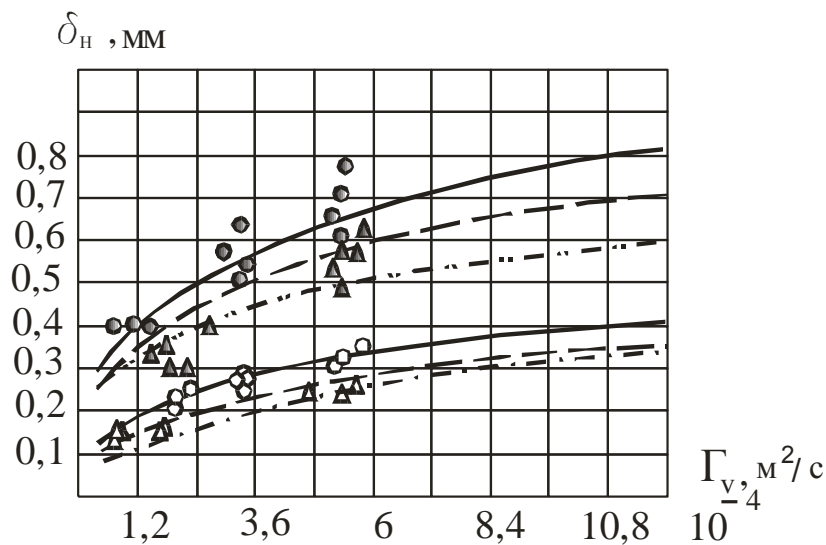


Рис.4.11. Товщина залишкового (неперервного) прошарку плівки для води та цукрового розчину по вертикальній поверхні при супутньому паровому потоці $u_2 = 20...24$ м/с. Суцільна лінія – вільне стікання, розрахунок за (4.18); штрихова – при супутньому потоці пари, розрахунок за (4.18). Штрихпунктирна лінія – розрахунок за (4.10, 4.12, 4.13, 4.17) . Білі точки – вода, заштриховані – цукровий розчин $CP = 70\%$, $t = 100$ °С . Кружальця – вільне стікання; трикутники – супутній газовий потік.

Слід зазначити що дані [7] щодо параметрів великих хвиль відповідають трубі діаметром 50,8 мм, а висновки [60] щодо форми хвилі відносяться до плівкових течій в трубі діаметром 30 мм, тому отримані вище результати не

можуть вважатися достовірними, а слугують лише для оціночних розрахунків параметрів перерозподілу рідини між великими хвилями та залишковим шаром.

4.1.4. Середня товщина еквівалентної пласкої плівки

Рівняння (4.11...4.13), що були використані для визначення неперервного шару плівки, можуть бути використані і для визначення середньої товщини плівки в режимі вільного стікання, якщо у виразі (4.11) δ_n^+ замінити на δ^+ , δ_n на δ , а у (4.13) Γ_v^n на Γ_v . Тоді вираз для розподілу швидкості в плівці за вільного стікання набуває вигляду

$$u_t(\eta) = \left[\frac{2}{R} \left(\frac{g\delta^2}{v} \right) - \frac{g\delta^2}{Rv} \left(1 + \frac{\delta_n^+}{\delta^+} \right) \right] \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n}{R} (2\eta_n \delta^+ - \delta^+ - \delta_n^+) \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n (2\eta \delta^+ - \delta^+ - \delta_n^+)}{R} \right] \right\} + \left(\frac{g\delta^2}{v} \right) \left\{ \frac{1}{2\delta^+ \varepsilon_n} \ln \left| \frac{\varepsilon_n \delta^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon_n \delta_n^+ (\eta - 1) - 1}{\varepsilon_n \delta^+ (\eta_n^2 - \eta_n) - \varepsilon_n \delta_n^+ (\eta_n - 1) - 1} \right| \right\} + \left(\frac{g\delta^2}{v} \right) \eta_n - \frac{g\delta^2}{v} \frac{\eta_n^2}{2}, \quad (4.19)$$

а товщину плівки знаходять з рівнянь (4.19, 4.12, 4.13) графічно, або методом ітерації, що зручно здійснювати в прикладному пакеті Mathcad.

Порівнюючи розраховані з (4.19, 4.12, 4.13) значення товщини плівки, з експериментальними, наведеними на рис. 4.5, отримуємо значення невідомої функції ε_n в рівнянні (4.19), за якої має місце їх відповідність. Виявлено, що зі зростанням витрати рідини значення ε_n не залишається постійним, а змінюється по закону експоненти від 0 в ламінарному режимі до максимального 0,328 в режимі розвинутої турбулентності. При нескінченному зростанні щільності зрошення величина ε_n асимптотично наближується до 0,39, як наведено у співвідношенні (1.73) М.Д. Мілліонщикова.

Отримана функція для ε_n , для максимуму інтенсивності турбулентності на вершині параболи у рівнянні (4.1), має вигляд

$$\varepsilon_n = 0,328 \left[1 - 2,3 \exp(-5 \cdot 10^{-4} Re^{0,98}) \right] \quad \text{при } Re \geq 1940 \quad (4.20)$$

$$\varepsilon_n = 0 \quad \text{при } Re \leq 1940.$$

Порівняння результатів розрахунку середньої товщини плівки за умови вільного стікання по вертикальній поверхні за співвідношеннями (4.19, 4.12, 4.13, 4.20) з експериментальними даними М.М.Кулова [65] наведено на рис.4.12.

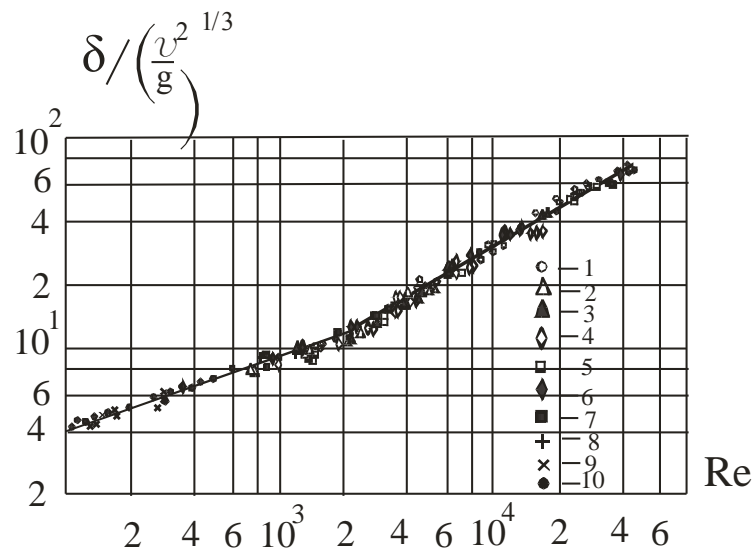


Рис. 4.12. Залежність середньої товщини плівки δ від числа Re при русі води та водо-гліцеринових сумішей в режимі вільного стікання по вертикальній поверхні за даними [65].

1 – $\nu = 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; 2 – $1,73 \cdot 10^{-6}$; 3 – $1,97 \cdot 10^{-6}$; 4 – $3,0 \cdot 10^{-6}$; 5 – $3,8 \cdot 10^{-6}$;
 6 – $7,24 \cdot 10^{-6}$; 7 – $8,76 \cdot 10^{-6}$; 8 – $11,51 \cdot 10^{-6}$; 9 – $32,0 \cdot 10^{-6}$; 10 – вода, гас, толуол ($\nu = 0,6 \cdot 10^{-6} \dots 32,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$) Лінія – розрахунок за (4.19,4.12,4.13,4.20).

Суцільна лінія, що розрахована за співвідношеннями (4.19,4.12,4.13,4.20) при $Re \geq 2060$ за відсутності міжфазного тертя ($\tau_i = 0$), достатньо точно (з похибкою до 1 %) апроксимується співвідношенням, що відповідає товщині плівки за умови використання профілю швидкості закону “1/7”

$$\delta = 0,135 \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} Re^{7/12}, \quad (4.21)$$

а при $Re \leq 2060$ та $\tau_i = 0$ відповідність експериментальним даним щодо середньої товщини плівки за умови вільного стікання досягається при використанні параболічного профілю швидкості, згідно якого товщина плівки визначається як

$$\delta = \left(\frac{3\Gamma_v v}{g} \right)^{1/3}. \quad (4.22)$$

В разі кільцевої течії зі супутнім газовим потоком середня товщина плівки може бути визначена з рівняння (4.10), якщо у виразі δ_n^+ замінити на δ^+ , δ_n на δ , а у (4.13) Γ_n на Γ_v .

$$u_i(\eta) = \left[\frac{2 \left(\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} \right) - \frac{g \delta^2}{R v} \left(1 + \frac{\delta_n^+}{\delta^+} \right) \right] \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n}{R} (2\eta_n \delta^+ - \delta^+ - \delta_n^+) \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon_n (2\eta \delta^+ - \delta^+ - \delta_n^+)}{R} \right] \right\} + \left(\frac{g \delta^2}{v} \right) \left\{ \frac{1}{2\delta^+ \varepsilon_n} \ln \left| \frac{\varepsilon_n \delta^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon_n \delta_n^+ (\eta - 1) - 1}{\varepsilon_n \delta^+ (\eta_n^2 - \eta_n) - \varepsilon_n \delta_n^+ (\eta_n - 1) - 1} \right| \right\} + \left(\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} \right) \eta_n - \frac{g \delta^2}{v} \frac{\eta_n^2}{2}, \quad (4.23)$$

де $R = \sqrt{2\varepsilon_n^2 \delta^+ \delta_n^+ - \varepsilon_n^2 \delta^{+2} - \varepsilon_n^2 \delta_n^{+2} - 4\varepsilon_n \delta^+}$, та співвідношень (4.12, 4.13, 4.20) та за умови наявності інформації щодо дотичної напруги на міжфазній поверхні τ_i .

Порівняння розрахованої за співвідношеннями (4.23, 4.12, 4.13, 4.20) середньої товщини плівки з експериментальними даними [65] при зміні швидкості повітря від 0 до 40 м/с наведено на рис.4.13. Коефіцієнт гідравлічного міжфазного тертя розраховано за співвідношенням (4.25).

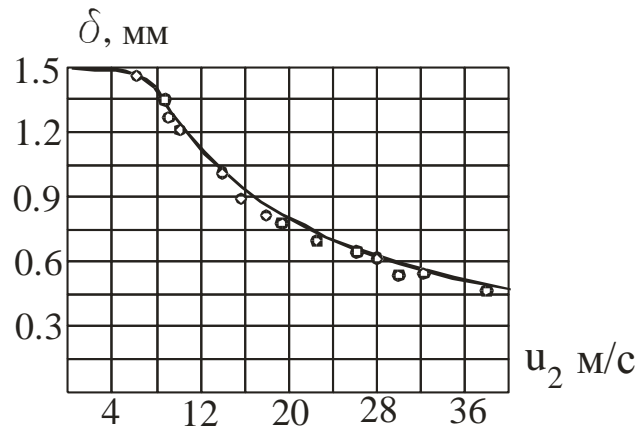


Рис.4.13. Порівняння розрахункової товщини плівки води з експериментальними даними залежно від швидкості повітря в трубі діаметром 25 мм в режимі розвинутої турбулентності.

Точки – дані [65], вода $t = 25$ °C. $d = 25$ мм. Витрата води – $\Gamma_v = 3 \cdot 10^{-3}$ м²/с. $Re = 13200$. Лінія – розрахунок за співвідношеннями (4.23, 4.12, 4.13, 4.20, 4.25)

4.1.5. Результати моделювання процесів теплообміну в стікаючих плівках

Отримані результати щодо товщини залишкового шару плівки та функції турбулентності (4.20) в разі їх адекватності повинні задовольняти і умовам відповідності результатам розрахунку теплоперенесення в плівці на основі рівнянь (4.5, 4.12, 4.13, 4.20). На рис. 4.13 наведено результати порівняння розрахункових, на базі рівнянь (4.5, 4.12, 4.13, 4.20), кривих з інтенсивності тепловіддачі до води з даними експериментів при вільному стіканні під час пароутворення.

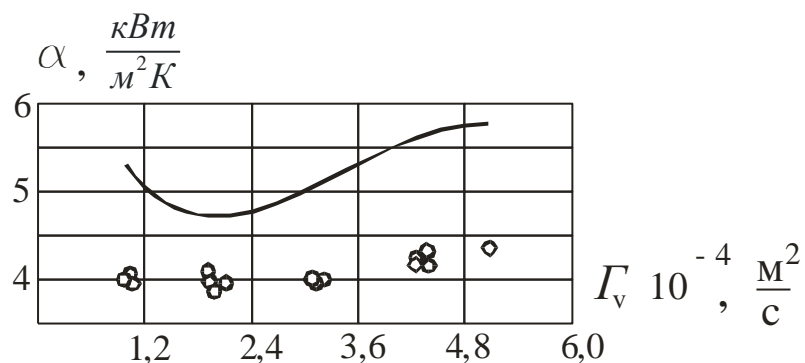


Рис. 4.14. Порівняння результатів розрахунку інтенсивності тепловіддачі до плівки води за співвідношеннями (4.5, 4.15, 4.12, 4.13, 4.20) з експериментальними даними $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$ вода.

Отриманий результат вказує на невідповідність, розрахованих за наведеною моделлю теплових та гідродинамічних параметрів плівкової течії експериментальним даним, що може бути пояснено, по-перше, неадекватністю моделі турбулентності, яка справедлива лише для усталеної течії плівки за наявності капілярних, а не великих хвиль, а, по-друге, реальному перерозподілу рідини в плівці і великих хвилях.

Відомо [148], що інтегральні гідродинамічні характеристики плівкових течій, такі як товщина плівки, мало чутливі до функції розподілу турбулентності в плівці, тоді як на інтенсивність тепловіддачі вплив зазначеного фактора є визначальним. Функція турбулентності ε_n , підстановка якої в рівняння (4.1) забезпечує задовільну відповідність розрахункових, за співвідношеннями (4.1, 4.5, 4.18), даних з інтенсивності тепловіддачі з експериментальними даними в трубі діаметром 20 мм в діапазоні $0,05 \cdot 10^{-3} \leq \Gamma_v \leq 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; $0,5 \leq u_2 \leq 40 \text{ м/с}$, має вигляд

$$\varepsilon_n = 0,01 + \frac{3,8 \cdot 10^{-3} \text{ Re}^{0,6} (10 + 3 \cdot 10^{-3} \text{ Re}_2) \left(\frac{v}{v_s} \right)^{0,7}}{1,5 (30 + 0,05 \text{ Re}_2)^{0,2} \left\{ \left[\text{Re}_2 \left(5 \cdot 10^{-5} - \frac{3 \cdot 10^{-3}}{\text{Re}_2^{0,3}} \right) \right]^{1,9} + \frac{40}{(0,25 \text{ Re})^{0,07}} \right\}}, \quad (4.24)$$

Графічна інтерпретація рівняння (4.24) наведена на рис. 4.15.

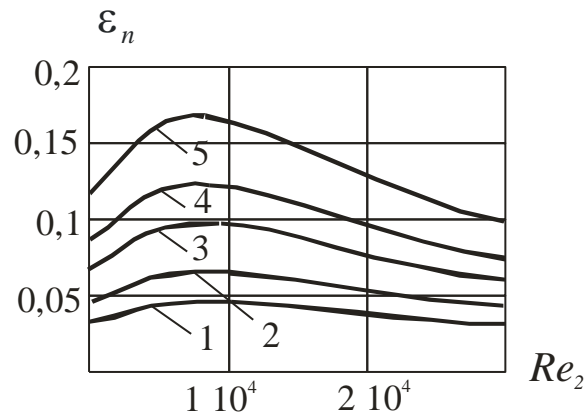


Рис. 4.15 Залежність $\varepsilon_n = f(Re_2)$ за співвідношенням (4.24) для води при $t = 100^\circ\text{C}$:
 1 – $\Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; 2 – $0,1 \cdot 10^{-3}$; 3 – $0,2 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 5 – $0,5 \cdot 10^{-3}$.

Порівняння розрахункових, на базі рівнянь (4.5, 4.12, 4.13, 4.18, 4.24), кривих з інтенсивності тепловіддачі до води та цукрових розчинів з даними експериментів при вільному стіканні наведено на рис. 4.16.

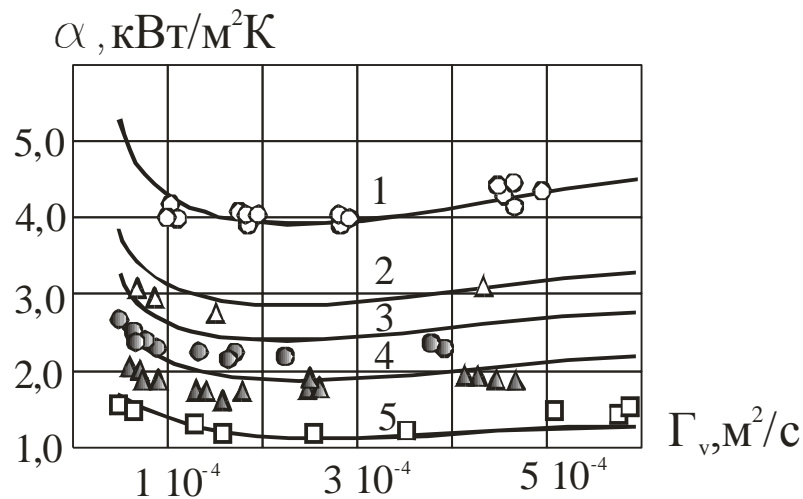


Рис. 4.16. Порівняння результатів розрахунку інтенсивності тепловіддачі до плівок води та цукрових розчинів за співвідношеннями (4.5, 4.12, 4.13, 4.20, 4.24),
 1 – вода, $t = 100^\circ\text{C}$, 2,3,4,5. – цукрові сиропи з масовою концентрацією відповідно 30, 40, 50, 60 %. Числа Прандтля відповідно: 1 – $Pr = 1,79$, 2 – 3,88, 3 – 5,58, 4 – 8,8, 5 – 21,1.

Як видно з рис. 4.16, запропонована модель теплообміну задовільно відображає процеси теплообміну для води в режимі випаровування з міжфазної поверхні в перехідній та турбулентній області за вільного стікання. Найбільше відхилення розрахункової кривої від експериментальних даних для води має місце в області ламінарної течії. Для цукрових сиропів концентрацією 30 – 50 % (числа Прандтля відповідно 3,88...8,8) розрахунок за (4.5, 4.12, 4.13, 4.20, 4.24) призводить до завищених значень коефіцієнтів тепловіддачі до 20%. При концентрації сиропу 60 % ($Pr = 21,1$) результати розрахунків практично співпадають з експериментальними даними.

Аналогічні результати отримуємо і при аналізі даних з тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків за наявності супутнього потоку пари, рис.4.17.

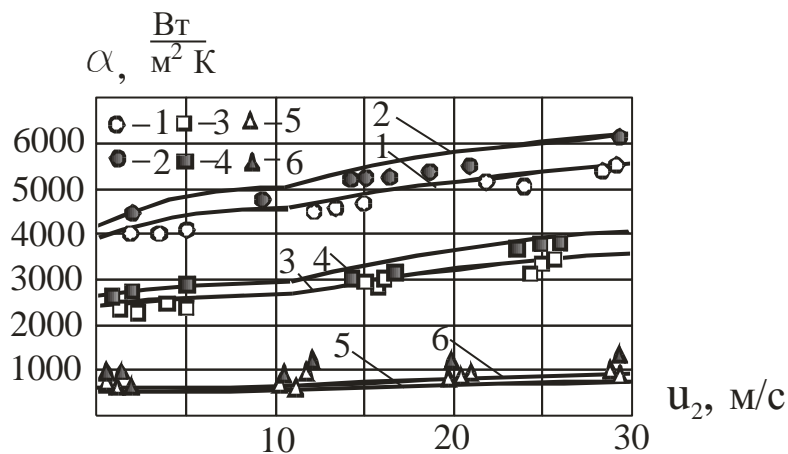


Рис. 4.17. Залежність $\alpha = f(u_2)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100^\circ\text{C}$.

1,2 – вода; 3, 4 – цукрові розчини, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукрові розчини, $CP = 70\%$;
 1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$. Лінії – розрахунок за (4.5, 4.18, 4.24). Експериментальні точки 1, 3, 5 – відносяться до витрати рідини $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$;

експериментальні точки 2, 4, 6 – відносяться до витрати рідини $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$;

Задовільна відповідність розрахункових кривих з експериментальними даними з тепловіддачі до плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні на базі моделі еквівалентної пласкої плівки та профіля турбулентної в'язкості М.Д.Міллійонщикова (4.1) з кореляційною функцією (4,24), де характерним геометричним розміром для товщини неперервного шару використана залежність (4.18), свідчить про значний потенціал даної моделі для узагальнення даних з теплообміну під час випаровування з поверхні плівок води та розчинів, як в умовах вільного стікання, так і за наявності міжфазного тертя.

Але, по-перше, реальна форма поверхні плівки з розвинутою хвильовою структурою суттєво відрізняється від пласкої. По-друге, залежність (4.24), яка встановлює відповідність розрахункових та експериментальних результатів з теплообміну в плівці, відтворює незначне зростання величини ε_n зі зростанням в'язкості, що не відповідає фізичній суті процесу і свідчить про неадекватність моделі і необхідності застосування більш досконалих моделей теплообміну плівкових течій.

4.2. Результати досліджень гідравлічного опору кільцевих низхідних паро-рідинних потоків води та цукрових розчинів

В процесі експериментального дослідження гідравлічного опору пароводяних та паро-сиропових кільцевих низхідних потоків, встановлено, що в залежності від співвідношення витрат фаз проявляються три характерні режими взаємодії пристінної плівки з газовим потоком:

- режиму слабкої взаємодії за незначних швидкостей пари;
- перехідного, зі стрімким ростом гідравлічного опору;
- режим сильної взаємодії фаз з уповільненим зростанням гідравлічного опору.

В період стрімкого зростання гідравлічного опору, як зазначає переважна кількість авторів [60, 65, 76] , візуально спостерігається зростання амплітуди хвиль. Подальше збільшення швидкості газу призводить до зменшення амплітуди

хвиль та, за значних витрат, зривання рідини з вершин гребенів хвиль [60, 65] з відповідним уповільненням темпу росту дотичної напруги. При цьому, коефіцієнт гідравлічного тертя, досягнувши максимуму, починає рівномірно знижуватись.

Зазначені структурні зміни зафіксовано всіма дослідниками гідравлічного опору у вертикальних трубах різної геометричної конфігурації, з використанням води та повітря, як компонентів низхідного кільцевого двофазного потоку, [60, 61, 65, 75, 76, 78, 80, 178]. Аналогічний характер залежності міжфазного гідравлічного опору було зафіксовано і для паро-рідинних потоків [70, 103, 110].

В теплотехнологічних процесах, що протікають в плівкових випарних апаратах, компоненти низхідного кільцевого двофазного потоку складаються з пари та розчинів, в'язкість яких, за високої концентрації, перевищує в'язкість води від одного до двох порядків, особливо під розрідженням. Тому закономірності міжфазної взаємодії двофазних низхідних паро-рідинних потоків розчинів відрізняються від адіабатних повітря-водяних потоків.

Залежність коефіцієнта міжфазного тертя від витрати пари для паро-водяного низхідного кільцевого потоку та паро-рідинного потоку з цукрового сиропу концентрацією 70% зображена на рис.4.18, 4.19, відповідно

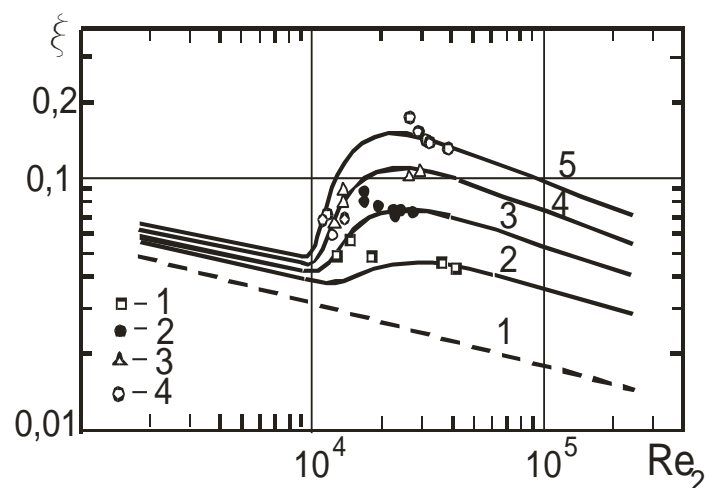


Рис. 4.18. Залежність $\xi = f(Re_2)$ для паро-водяного потоку. $d = 0,02$ м; $L = 1,8$ м.

Точки: 1 – $\Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; 2 – $0,15 \cdot 10^{-3}$; 3 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,5 \cdot 10^{-3}$; лінії відповідають розрахунку за співвідношенням (4.25) за витрат: 2 – $\Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; 3 – $0,15 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 5 – $0,5 \cdot 10^{-3}$. Лінія 1 відповідає руху на суху стінку.

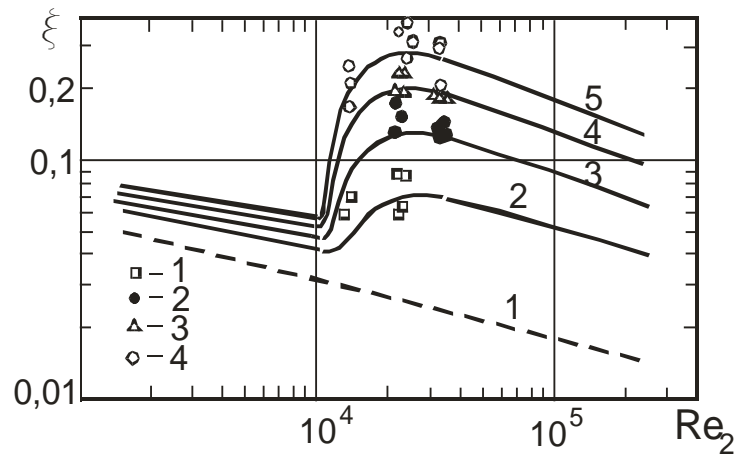


Рис. 4.19. Залежність $\xi = f(Re_2)$ для паро-сиропного потоку з концентрацією 70%. $d = 0,02$ м; $L = 1,8$ м. Точки: 1 – $\Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; 2 – $0,15 \cdot 10^{-3}$; 3 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,5 \cdot 10^{-3}$; лінії відповідають розрахунку за співвідношенням (4.25) за витрат: 2 – $\Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$; 3 – $0,15 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 5 – $0,5 \cdot 10^{-3}$. Лінія 1 відповідає руху на суху стінку.

Коефіцієнт міжфазного тертя для концентрованого сиропу, рис.4.19 систематично більше ніж для пара-водяного потоку, що пояснюється суттєвим зростанням товщини плівки за тієї ж щільності зрошення. При цьому, форма кривих повторює традиційний характер взаємодії пристінної плівки з паровим ядром з трьома характерними режимами.

Безпосереднє використання існуючих співвідношень для розрахунку з коефіцієнтів гідравлічного тертя для кільцевих низхідних двофазних потоків, що

наведені в розділі 1, в загальному випадку некоректне, оскільки, по-перше, наведені рівняння узагальнюють лише дані конкретної серії експериментальних даних для певного діаметра каналу, по-друге, всі вони отримані при узагальненні коефіцієнтів тертя для малов'язкий рідин. Узагальнення виконані, як правило, або у формі степеневих рівнянь для кожної серії експериментальних даних з конкретною геометрією каналу (1.35 ... 1.46), або у формі коефіцієнта опору Колбрука-Уайта через еквівалентну шорсткість пристінної плівки [103, 110].

Співставлення експериментальних даних для газо-рідинних та паро-рідинних потоків вказує на суттєвий вплив діаметра труби як на коефіцієнт гідравлічного міжфазного тертя, так і на межі переходу від однієї структурної форми до іншої. Крім того, отримані на газо-водяних потоках дані не враховують впливу в'язкості, яка суттєво змінюється в паро-рідинних потоках в кип'ятільних каналах в процесі концентрування розчинів. Узагальнююче рівняння для різних діаметрів наведено лише в роботі [174], яке незручне для користування, оскільки вимагає процедури ітерації.

Аналіз результатів міжфазного тертя в паро-водяних та паро-сиропних потоках при незначному тиску та розрідженні в трубі діаметром 20 мм, а також інших авторів [174, 80, 61, 75, 76] для повітряно-водяних потоків в трубах діаметрами відповідно 13, 25, 34, 50 мм дозволив отримати універсальне рівняння для визначення коефіцієнта міжфазного тертя ξ у формі:

$$\xi = \xi_1 + \frac{627 \left(\frac{d_o}{d} \right)}{\left\{ Fr_2^{1,26} \exp \left[\frac{1}{\left(Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{\frac{d}{d_o}} \right) \cdot 1,25 \cdot 10^{-2} K_8^{1,5}} \right] - 1 \right\}}, \quad (4.25)$$

де $\xi_1 = \xi_c + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_8$ – коефіцієнт гідравлічного тертя для першої зони – режиму слабкої взаємодії; $\xi_c = \frac{0,316}{Re_2^{0,25}}$ – коефіцієнт гідравлічного тертя на суху

стінку; $K_8 = \sqrt[6]{\frac{\Gamma_v^3 \nu}{g^2}} \sqrt{\frac{g \rho}{\sigma}}$; $H = \sqrt{\frac{\rho \sigma}{g d^2 \rho_2^2}}$; $Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d}$; $d_o = 0,013$ м; u_2 – приведена до перерізу труби швидкість пари; d – діаметр труби.

Перехід до перехідної другої зони здійснюється за умови:

$$Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{\frac{d}{d_o}} \geq 0.$$

На рис. 4.20 надано порівняння розрахункових значень коефіцієнтів міжфазного тертя, розрахованих за співвідношенням (4.25), з експериментальними даними [174, 80, 61, 76].

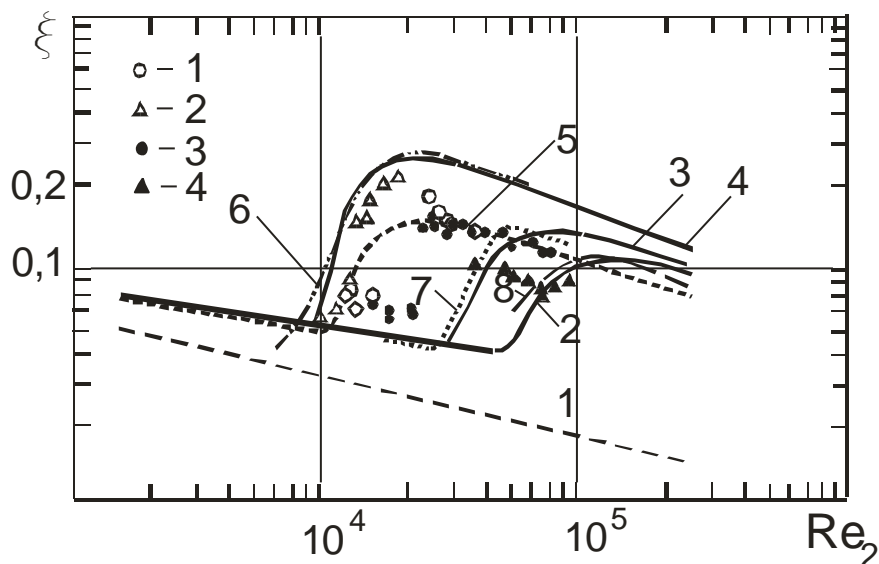


Рис.4.20. Залежність $\xi = f(Re_2)$ при $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$:

точки: 1 – дані авторів, $d = 0,02$ м, $L = 1,8$ м, пара – вода, $t = 100$ °С;

2 – дані [78], $\Gamma_v = 0,45 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$, $d = 0,013$ м, $L = 0,88$ м, повітря – вода, $t = 20$ °С;

3 – дані [65], $Re_1 = 1623$, $d = 0,025$, 4 – дані [65], $d = 0,025$, $Re_1 = 594$ вода 20С°

лінії: 1 – відповідає гідравлічному опору на суху стінку; 2, 3, 4 – відповідають розрахунку за формулою (4.25) для повітря-водяного потоку для труб діаметрами відповідно 50, 34, 13 мм; 5 – відповідає розрахунку за формулою

(4.25) для паро-водяного потоку для труби діаметром 20 мм; 6, 7, 8 – відповідають узагальненим даним [174, 61, 76] для повітря-водяного потоку для труб діаметрами відповідно 13, 34, 50 мм.

Як видно з наведених графіків, отримане співвідношення (4.25) задовільно узагальнює як адіабатні, так і діабатні потоки для труб різних діаметрів при русі як води, так і густих сиропів при незначному тиску та розрідженні. Рівняння (4.25) не потребує ітерації при розрахунках коефіцієнта міжфазного тертя, містить лише витратні характеристики, тому зручне при розрахунках дотичної напруги на міжфазній поверхні стікаючих плівок при супутньому русі з паром, або газом.

Матеріали до розділу 4 опубліковані в статтях фахових та наукових журналів [175 ...179]

Висновки до розділу 4

1. Модель теплообміну з еквівалентною пласкою плівкою, за якої термічний опір тепловіддачі зосереджено в неперервному залишковому прошарку, а поверхневі великі хвилі виконують роль турбулізаторів, лише якісно відображає процеси теплообміну для води та цукрових розчинів в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

2. Залежність (4.24) встановлює задовільну відповідність розрахункових та експериментальних результатів з теплообміну в плівці рамках моделі еквівалентної пласкої плівки для води. Під час концентрування розчинів в діапазоні концентрацій 30 – 50 % результати розрахунку інтенсивності тепловіддачі за співвідношеннями (4.23, 4.5, 4.18) перевищують до 20% дані експериментальних вимірювань, але співпадають для висококонцентрованого розчину концентрацією 60%. Зазначене свідчить про невідповідність розглянутої моделі реальному процесу і необхідності застосування більш адекватних моделей теплообміну плівкових течій, з врахуванням характерного для стікаючих плівок з

розвинутою хвильовою структурою періодичного збурення поверхні великими хвилями.

3. Відповідність розрахункової, за співвідношеннями (4.23,4.12,4.13,4.20), середньої товщини плівки експериментальним даним має місце в разі заміни постійного значення при вершині параболи М.Д.Міллійонщикова в рівнянні (4.1) 0,39 на функцію (4.20).

4. Теоретично товщина неперервного шару плівки може бути розрахована з рівнянь руху за умови виявлення закономірностей перерозподілу рідини між неперервним шаром та великими хвилями. Наявної інформації щодо перерозподілу витрати рідини в пристінному шарі та великих хвилях недостатньо для аналітичного розрахунку товщини залишкового шару для каналів різної геометричної конфігурації.

Рекомендоване співвідношення для розрахунку товщини неперервного прошарку плівки (4.18), яке справедливе як для вільного стікання, так і для течій з міжфазною взаємодією, отримане як результат узагальнення даних водоповітряних та водо-парових потоків в трубах діаметрами 20 та 30 мм та парорідинних потоків цукрових розчинів концентрацією до 70% в трубі діаметром 20 мм.

5. Співвідношення (4.25) для розрахунку коефіцієнта гідравлічного тертя в низхідних паро-рідинних потоках води та цукрових розчинів концентрацією до 72% справедливе для областей як слабкої, так і сильної взаємодії фаз в трубах діаметрами від 13 до 51 мм, як для води, так і густих сиропів в області зміни витрат та концентрацій сиропів, характерних для роботи випарних апаратів цукрової промисловості.

РОЗДІЛ 5. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОГІДРОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ В СТИКАЮЧИХ ПЛІВКАХ НА ОСНОВІ МОДЕЛІ ЦИКЛІЧНОГО ЗБУРЕННЯ ПЛІВКИ ВЕЛИКИМИ ХВИЛЯМИ

5.1. Моделювання процесів перенесення теплоти в ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою за вільного стікання по вертикальній поверхні під час пароутворення

Як зазначалося вище, в режимі насичення хвильової структури, який настає на відстані 1,5 – 3 м від розподільчого пристрою, по поверхні залишкового шару плівки прокочуються великі хвилі низької частоти, а між ними співіснують високочастотні хвилі капілярної природи. Пульсація температури плівки, як і поверхні теплообміну в процесі її охолодження плівкою води з розвинутою хвильовою структурою навіть за умови значної витрати рідини ($\Gamma_v = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$) в трубі експериментально підтверджена в роботі Б.Г.Ганчева [82], де наведені осцилограми товщини плівки, її температури та температури стінки. В [82] відзначається, що під час проходження великої хвилі температура рідини, що вимірювалась на відстані 0,2 мм від стінки, стрімко знижувалась, а далі монотонно зростала до моменту наступного проходження великої хвилі.

В роботі [7], де надані результати експериментального дослідження структури хвиль в трубі 51 мм довжиною 6 м в широкому діапазоні зміни витрат фаз, стверджується, що гідродинамічні процеси перенесення в плівці визначаються перебігом саме великих хвиль по поверхні плівки, в той час, як капілярні високочастотні хвилі більше впливають на аеродинамічний опір потоку повітря над поверхнею плівки.

Важливим фактором в аналізі процесів перенесення, що протікають в плівках, є наявність у великої хвилі центрального вихору [180]. Більше того, центральний вихор виникає навіть за малих витрат за незначних чисел Рейнольдса ($Re = 100$) в режимі розвитку хвильової структури [181].

Таким чином, можна зробити припущення, в режимі насиченої хвильової структури процеси перенесення в плівці підпорядковані дії циклічного збурення великими низькочастотними хвилями, енергія яких достатня для глибокого проникнення вихора в упорядковану структуру плівки. Оскільки великі хвилі містять вихор, їх переміщення по поверхні повинно супроводжуватись переміщенням рідини, деформацією профілю швидкості та температури, а в разі концентрування розчинів – вирівнюванням концентрації по товщині. Чим глибше в пліку проникає вихор великої хвилі, тим суттєвіше охолодження, наслідком чого є викривлення профілю температури і зростання пристінного температурного градієнта. За даного режиму руху плівки відібрана хвильовим вихором теплота з пристінного шару транспортується до зовнішнього шару хвилі і передається паровому ядру. В період між проходженнями великих хвиль має місце нестационарний процес релаксації температурного поля та швидкості з одночасним випаровуванням рідини з міжфазної поверхні. Інтенсивність випаровування з поверхні плівки циклічно змінюється залежно від градієнта температури на міжфазній поверхні, який зростає зі збільшенням інтервалу між проходженнями великих хвиль. Максимальний тепловий потік на стінці має місце безпосередньо в момент проходження хвилі, коли температура пристінного шару мінімальна, а температурний градієнт максимальний. Далі, в міру прогрівання плівки, тепловий потік на стінці зменшується, а на міжфазній поверхні зростає, асимптотично наближуючись до значення, коли температурний профіль стане лінійним.

Таким чином, механізм теплообміну можна надати як циклічний процес відновлення температурного поля після кожного проходження великої хвилі, яка, внаслідок наявності центрального вихора, транспортує перегріту рідину з пристінної області в зовнішню частину плівки. За розглянутого механізму вершина великої хвилі постійно підживлюється перегрітою з пристінного шару плівки рідиною, де, внаслідок випаровування, відбувається передавання теплоти паровому ядру. Чим потужніша хвиля, тим більше "просідання" температурного профілю в пристінній частині плівки за хвилю. В періоди між проходженням

великих хвиль відбувається відновлення температурного поля по довжині руху плівки до моменту чергового перемішування рідини наступною хвилею.

За даних умов поняття ламінарної плівкової течії стає невизначеним і умовним, оскільки ламінарність ідентифіковано лише як течія за малих чисел Рейнольдса.

5.1.1. Моделювання процесів перенесення теплоти в плівці на ділянці формування гідродинамічної структури

За наведеного вище механізму перенесення теплоти в нагрітій до температури насичення плівці під час руху великих хвиль приймаємо, що перед проходженням великої хвилі профіль швидкості розвинутий і наближений до параболічного, а температури – до лінійного, а після – швидкість рівномірно розподілена а температура викривлена, рис. 5.1.

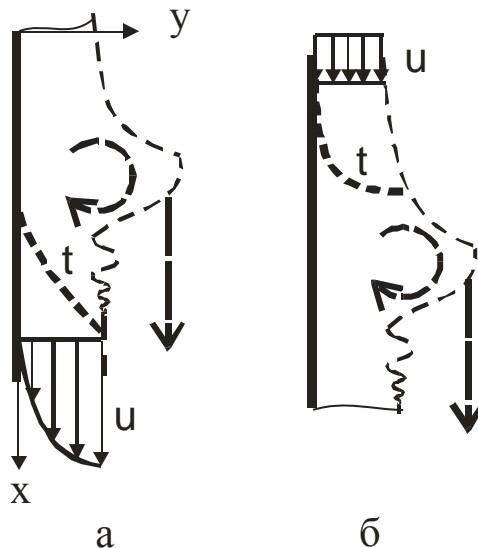


Рис. 5.1. Схема руху великої хвилі на поверхні плівки.

а – розподілення температури та швидкості перед проходженням великої хвилі, б – після.

Крім того, прийнято, що температуропровідність поперек плівки однакова.

За рівномірно розподіленого профіля швидкості після проходження великої хвилі, рівняння збереження енергії для плівки можна надати через осереднену швидкість

$$\bar{u} \frac{\partial t(x, y)}{\partial x} = a \frac{\partial^2 t(x, y)}{\partial y^2}, \quad (5.1)$$

або, позначивши $\theta(\eta, \xi) = \frac{t(\eta, \xi) - t_{sat}}{t_{cm} - t_{sat}}$, у безрозмірному вигляді

$$\frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{4}{Pe} \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (5.2)$$

де $\bar{u} = \frac{\rho g \delta^2}{3\mu}$ – середня швидкість ламінарної плівки.

Граничні умови для прийнятих спрощень мають вигляд:

$$\theta(0, 0) = 0, \quad \theta(0, \xi) = 1; \quad \theta(1, \xi) = 0, \quad \frac{\partial \theta(\infty, \xi)}{\partial \eta} = 0, \quad (5.3)$$

а розв'язком (5.2) є вираз [182]

$$\theta(\eta, \xi) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}\right), \quad (5.4)$$

де $\operatorname{erfc}(y) = \frac{2}{\pi} \int_y^\infty e^{-y^2} dy$ – функція помилок Гаусса.

Температурний профіль (5.4) розвивається до тих пір, поки температурна хвиля, що рухається поперек плівки, не досягне міжфазної поверхні, рис. 5.2а. З моменту появи температурного градієнта і, відповідно, теплового потоку на зовнішній границі плівки на відстані $\xi = \xi_m$, характер розвитку температурного

поля змінюється, оскільки внаслідок випаровування з міжфазної поверхні температура зовнішнього кінця плівки залишається незмінною.

Розподіл температури в плівці в момент появи температурного градієнта на зовнішній границі плівки при $\xi = \xi_m$ відповідає виразу

$$\theta(\eta, \xi_m) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right), \quad (5.5)$$

а повністю розвинутий температурний профіль в плівці реалізується при $\xi = \infty$ і для плоскої поверхні має вигляд прямої, рис.5.2.б.

$$\theta(\eta, \infty) = 1 - \eta. \quad (5.6)$$

Характер розвитку температурного поля при $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} \leq 0$, та $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} \geq 0$ наведено

на рис.5.2

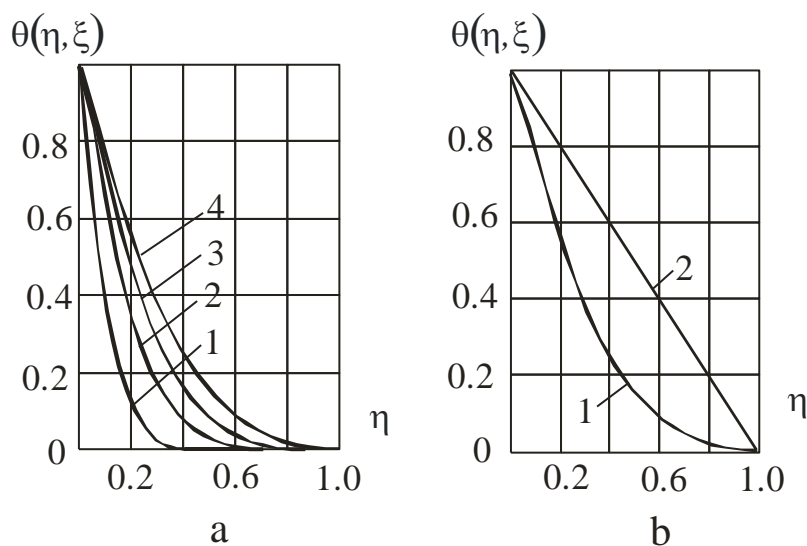


Рис.5.2. Розвиток температурного поля в плівці води вздовж поверхні теплообміну при $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$, $t = 100$ °C; а – $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} \leq 0$; 1– $\xi = 5$, 2 – $\xi = 15$, 3–

$\xi = 25$, 4– $\xi = \xi_m = 36$. б – $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} \geq 0$, 1– $\xi = \xi_m = 36$, 2 – $\xi = 300$.

Оскільки в області $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ температура на кінцях плівки не змінюється, температурне поле можна надати як різницю між граничною кривою розподілу температури при $\xi = \infty$ (прямою лінією $\theta(\eta, \infty)$) та додатковою функцією $\Phi(\eta, (\xi - \xi_m))$, значення якої знаходиться між двома кривими 1 та 2 на рис. 5.2.б

$$\theta(\eta, \xi - \xi_m) = \theta(\eta, \infty) - \Phi(\eta, (\xi - \xi_m)),$$

або
$$\theta(\eta, \xi - \xi_m) = 1 - \eta - \Phi(\eta, (\xi - \xi_m)). \quad (5.7)$$

Для всіх $\xi \geq \xi_m$ функція $\Phi(\eta, (\xi - \xi_m))$ на кінцях має нульові значення

$$\Phi(0, (\xi - \xi_m)) = 0, \quad \Phi(1, (\xi - \xi_m)) = 0, \quad (5.8)$$

а гранична функція (початкові умови), за якої з'являється температурний градієнт на міжфазній границі при $\xi = \xi_m$, запишеться як

$$\Phi(\eta, \xi_m) = 1 - \eta - \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right) = \eta - \operatorname{erf}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right). \quad (5.9)$$

де $\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\pi} \int_0^y e^{-y^2} dy$.

За даних граничних умов в області $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ приходимо до простої задачі математичної фізики з однорідними граничними умовами (5.8) та початковим розподілом температур (5.9), розв'язок якої має вигляд [183]

$$\Phi(\eta, (\xi - \xi_m)) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \operatorname{Sin}(\pi n \eta) \exp\left(-\frac{4}{\sqrt{Pe}} (\pi n)^2 (\xi - \xi_m)\right). \quad (5.10)$$

Невідомі коефіцієнти C_n являються коефіцієнтами Фур'є функції (5.9) при розкладанні її в ряд по синусам в інтервалі (0,1)

$$C_1 = 2 \int_0^1 \Phi(\eta, \xi_m) \sin(\pi \eta) d\eta = 2 \int_0^1 \left[\eta - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} \right) \right] \sin(\pi \eta) d\eta,$$

$$C_2 = 2 \int_0^1 \Phi(\eta, \xi_m) \sin(\pi 2 \eta) d\eta = 2 \int_0^1 \left[\eta - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} \right) \right] \sin(\pi 2 \eta) d\eta,$$

.....

$$C_n = 2 \int_0^1 \Phi(\eta, \xi_m) \sin(\pi n \eta) d\eta = 2 \int_0^1 \left[\eta - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} \right) \right] \sin(\pi n \eta) d\eta . \quad (5.11)$$

У явному вигляді інтеграл (5.11) не існує, але легко знаходиться чисельно в прикладному пакеті Mathcad.

Результати розрахунку температурного поля в процесі нагрівання та випаровування стікаючої ламінарної, нагрітої до стану насичення плівки води в області $\xi \geq \xi_m$ за співвідношенням (5.7) наведено на рис. 5.3.

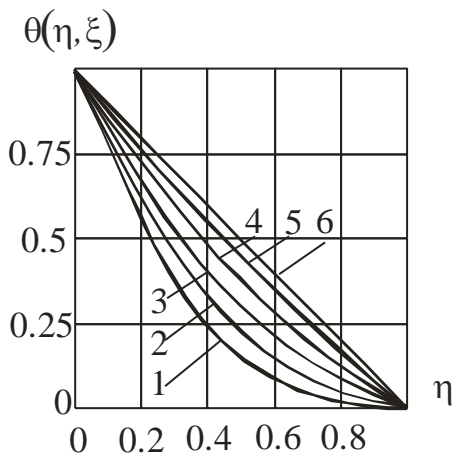


Рис.5.3. Залежність $\theta(\eta, \xi) = f(\eta)$ за співвідношенням (5.7) при $\infty \geq \xi \geq \xi_m$.

1 – $\xi = \xi_m = 36$, 2 – $\xi = 50$, 3 – $\xi = 70$, 4 – $\xi = 100$, 5 – $\xi = 150$, 6 – $\xi = 250$. $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$, $t = 100$ °C.

Гранична відносна довжина ξ_m , за якої на міжфазній поверхні починається процес випаровування, визначається з умови, коли $\left. \frac{d\theta(\eta, \xi)}{d\eta} \right|_{\eta=1} \leq -0$, рис. 5.4, а.

$$\left. \frac{d\theta(\eta, \xi)}{d\eta} \right|_{\eta=1} = \frac{-1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}} \exp\left(-\frac{1}{16} \frac{Pe}{\xi}\right). \quad (5.12)$$

Аналогічний результат можна отримати також з умови $\frac{d\theta(1, \xi)}{d\xi} \geq +0$, рис. 5.4, б.

$$\frac{d\theta(1, \xi)}{d\xi} = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{Pe}{\xi^2} \sqrt{\frac{\xi}{Pe}} \exp\left(-\frac{1}{16} \frac{Pe}{\xi}\right). \quad (5.13)$$

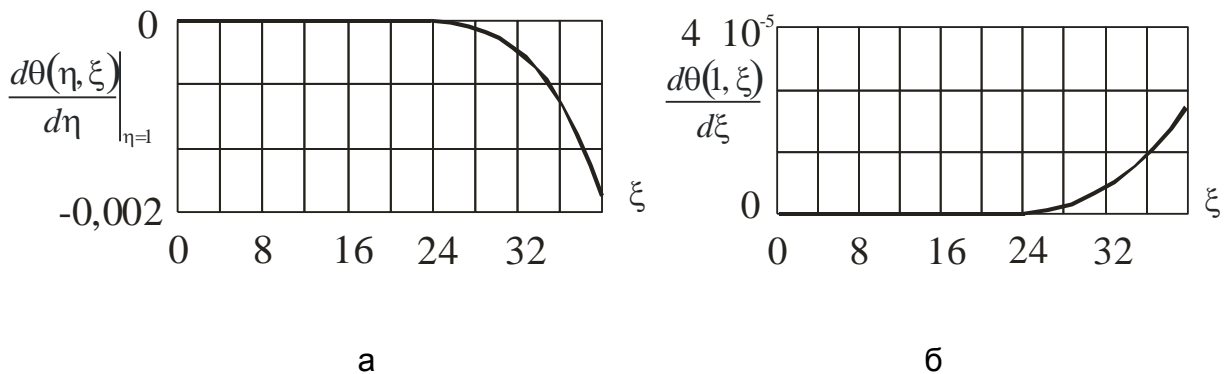


Рис. 5.4. Графічна інтерпретація визначення ξ_m при $\Gamma_v = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $a = 0,169 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; а. залежність (5.12) ; б. залежність (5.13)

Вважаючи на те, що функція (5.12, 5.13) при $\eta=1$ та $\xi \rightarrow \xi_m$, полого, за необхідності величину ξ_m можна більш точно визначити за допомогою похідних більш високих порядків.

Коректність застосування рівнянь (5.4 – 5.11) обмежена областю, за якої профіль швидкості, як мінімум, в незначній мірі відхиляється від рівномірно-

постійного. Тому необхідно оцінити довжину ділянки стабілізації поля швидкості в залишковому прошарку плівки після проходження великої хвилі.

5.1.2. Довжина гідродинамічної стабілізації плівки після проходження великих хвиль

В загальному випадку якісно варіанти розвитку поля швидкості в плівці після перемішування великою хвилею наведено на Рис.5.5.

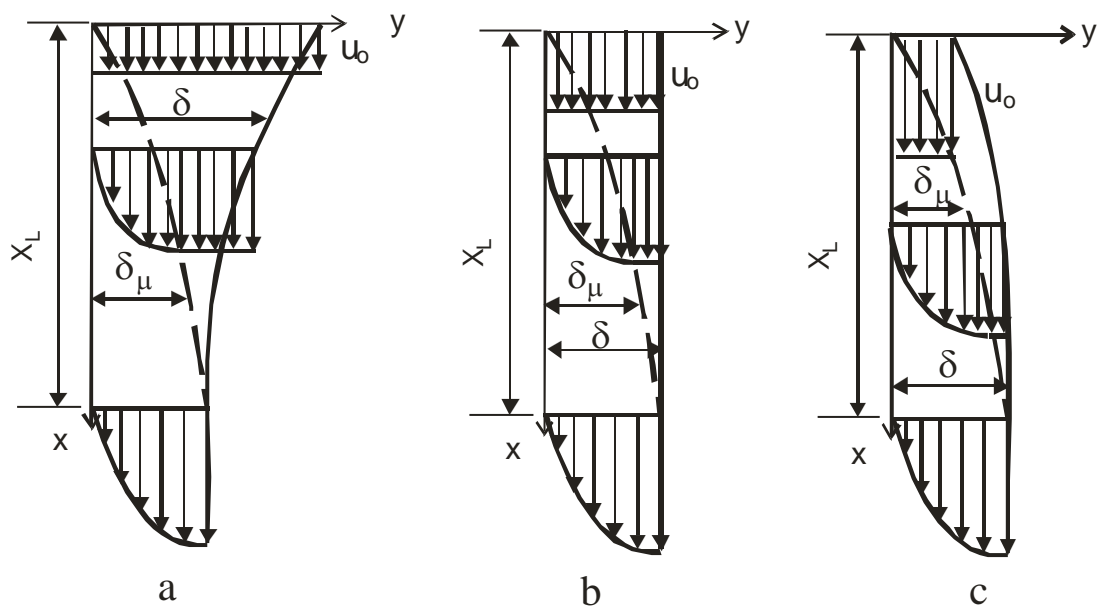


Рис.5.5. Графічна інтерпретація розвитку профілю швидкості після проходження великої хвилі при: а – $u_o \leq \bar{u}$; б – $u_o = \bar{u}$; в – $u_o \geq \bar{u}$.

Результати вимірювань миттєвої товщини хвильової поверхні [63] вказують на незначну зміну товщини залишкового прошарку між гребенями великих хвиль, тому рівномірно розподілена швидкість за великою хвилею або дорівнює середній швидкості усталеного потоку, або незначно від неї відрізняється, рис.5.5.б.

За безградієнтної течії рівняння руху залишкового прошарку плівки у спрощеному вигляді можна надати, як

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = g + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} . \quad (5.14)$$

В процесі руху, внаслідок гальмування твердою поверхнею, формується пристінний градієнтний шар, а зовнішня частина плівки прискорюється в режимі вільного падіння до завершення формування параболічного профілю швидкості в режимі вільного стікання, рис.5.5. За даних умов рівняння (5.14) можна надати, як суперпозицію двох рівнянь: для зовнішнього шару, де має місце вільне падіння рідини під впливом сили тяжіння, та внутрішнього – зі сумісною дією сили тяжіння та в'язкості.

За межами граничного шару, де відсутній вплив сил в'язкості, рух рідини підпорядкований рівнянню:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = g , \quad (5.15)$$

а в межах граничного шару

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{g}{\nu} . \quad (5.16)$$

Швидкість за межами граничного шару отримаємо інтегруванням (5.15) за граничних умов: $x = 0$; $u = u_0$

$$u = \sqrt{2gx + u_0^2} ,$$

де u_0 – швидкість в плівці після проходження великої хвилі.

Швидкість в межах граничного шару ($y \leq \delta_\mu$) отримаємо подвійним інтегруванням (5.16) за граничних умов: $y = 0$, $u = 0$; $y = \delta_\mu$, $u = \sqrt{2gx + u_0^2}$

$$u = \left(\frac{\sqrt{2gx + u_o^2}}{\delta_\mu} + \frac{g\delta_\mu}{2\nu} \right) y - \frac{g}{2\nu} y^2. \quad (5.17)$$

Графічна інтерпретація співвідношення (5.17) наведена на рис.5.6

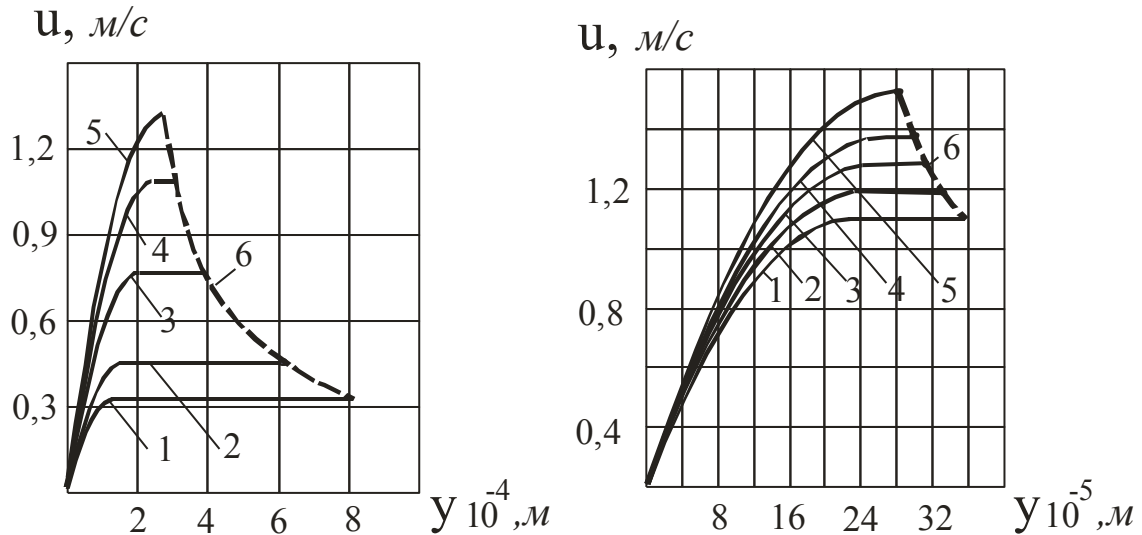


Рис. 5.6. Еволюція поля швидкостей на ділянці гідродинамічної стабілізації при $\Gamma_v = 0,25 \cdot 10^{-3}, \frac{M^2}{c}$; $\nu = 0,295 \cdot 10^{-6}, \frac{M^2}{c}$.

а. Вільне перетікання через край, рис. а. $u_o = 0,095 \frac{M}{c}$; 1- $x = 0,005m$; 2- $0,01$; 3- $0,03$; 4- $0,06$; 5- $0,089$; 6 – швидкість на поверхні плівки.

б – розвиток профілю при $u_o = \bar{u}$; $u_o = 0,885 \frac{M}{c}$, 1- $x = 0,001m$; 2- $0,01$; 3- $0,02$; 4- $0,03$; 5- $0,05$; 6 – швидкість на поверхні плівки.

Поточна товщина плівки δ зв'язана з об'ємною щільністю зрошення Γ_v та середніми швидкостями \bar{u}_μ , \bar{u}_g (в межах та за межами граничного шару) співвідношенням :

$$\Gamma_v = \bar{u}_\mu \delta_\mu + \bar{u}_g (\delta - \delta_\mu). \quad (5.18)$$

За межами граничного шару ($y \geq \delta_\mu$) внаслідок незмінності профілю швидкості в інтервалі $\delta_\mu - \delta$, середнє значення \bar{u}_g відповідає швидкості, на зовнішній границі пристінного шару:

$$\bar{u}_g = \sqrt{2gx + u_o^2} . \quad (5.19)$$

В межах граничного шару ($y \leq \delta_\mu$) середня швидкість \bar{u}_μ знаходиться інтегруванням (5.17) від 0 до δ_μ

$$\bar{u}_\mu = \frac{1}{\delta_\mu} \int_0^{\delta_\mu} u dy = \frac{\sqrt{2gx + u_o^2}}{2} + \frac{g\delta_\mu^2}{12\nu} . \quad (5.20)$$

Підставивши (5.20) та (5.19) в (5.18), знаходимо товщину плівки на ділянці неусталеного руху плівки δ :

$$\delta = \frac{\Gamma_v}{\sqrt{2gx + u_o^2}} + \frac{\delta_\mu}{2} - \frac{g\delta_\mu^3}{12\nu\sqrt{2gx + u_o^2}} . \quad (5.21)$$

В співвідношенні (5.21) невідомими являються дві величини δ та δ_μ . Але залежність $\delta = f(\delta_\mu)$ має екстремальний характер, тому що зі зростанням δ_μ зменшується частка зовнішнього шару $(\delta - \delta_\mu)$ з плоским профілем швидкості, який має більшу, у порівнянні з внутрішнім шаром, середню швидкість. Тоді екстремальне (максимальне) значення функції $\delta(\delta_\mu)$ відповідає умові:

$$\frac{d\delta}{d\delta_\mu} = 0 . \quad (5.22)$$

З (5.21) та (5.22) отримаємо товщину гідродинамічного граничного шару δ_μ

$$\delta_\mu = \sqrt{\frac{2\nu}{g} \sqrt{2gx + u_o^2}} \quad , \quad (5.23)$$

а товщина плівки на ділянці гідродинамічної стабілізації матиме вираз

$$\delta = \frac{\Gamma_v}{\sqrt{2gx + u_o^2}} + \frac{\sqrt{\frac{2\nu}{g} \sqrt{2gx + u_o^2}}}{2} - \frac{g \left(\frac{2\nu}{g} \sqrt{2gx + u_o^2} \right)^{3/2}}{12\nu \sqrt{2gx + u_o^2}} \quad , \quad (5.24)$$

або

$$\delta = \frac{\Gamma_v}{\bar{u}_g} + \frac{\sqrt{\frac{2\nu}{g} \bar{u}_g}}{2} - \frac{g \left(\frac{2\nu}{g} \bar{u}_g \right)^{3/2}}{12\nu \bar{u}_g} \quad (5.25)$$

Графічна інтерпретація (5.9) наведена на рис.5.7

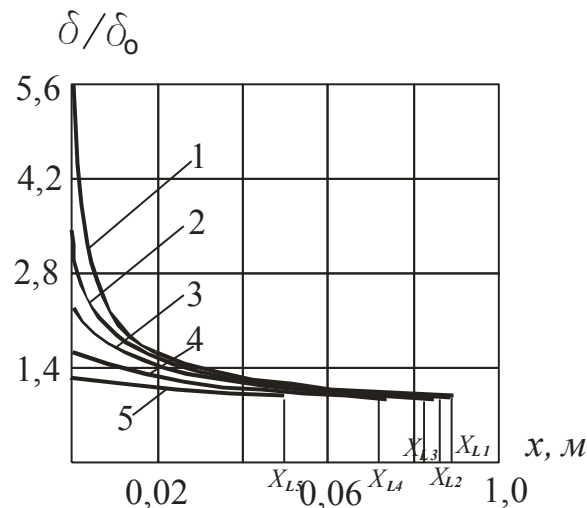


Рис.5.7. Відносна товщина плівки на ділянці гідродинамічної стабілізації за співвідношенням (5.25) при $\Gamma_v = 0,25 \cdot 10^{-3}, \frac{M^2}{c}$; $\nu = 0,295 \cdot 10^{-6}, \frac{M^2}{c}$ за умови різної початкової швидкості u_o .

$$1 - u_o = 0,095 \frac{M}{c}; 2 - 0,25; 3 - 0,4; 4 - 0,6; 5 - 0,885.$$

Відповідні до u_o довжини ділянки стабілізації: $X_{L1} = 0,0885 \text{ м}$; $X_{L2} = 0,087 \text{ м}$,
 $X_{L3} = 0,082 \text{ м}$; $X_{L4} = 0,071 \text{ м}$; $X_{L5} = 0,05 \text{ м}$.

Крива 1 на рис.5.7 відповідає початковій швидкості при вільному переливанні через край труби; крива 5 – середній швидкості для усталеного руху.

На рис.5.8 наведено порівняння результатів розрахунків товщини стабілізованої плівки δ_c , товщини плівки δ та товщини граничного шару δ_μ з дослідними даними [63] на ділянці гідродинамічної стабілізації при переливанні рідини через край труби.

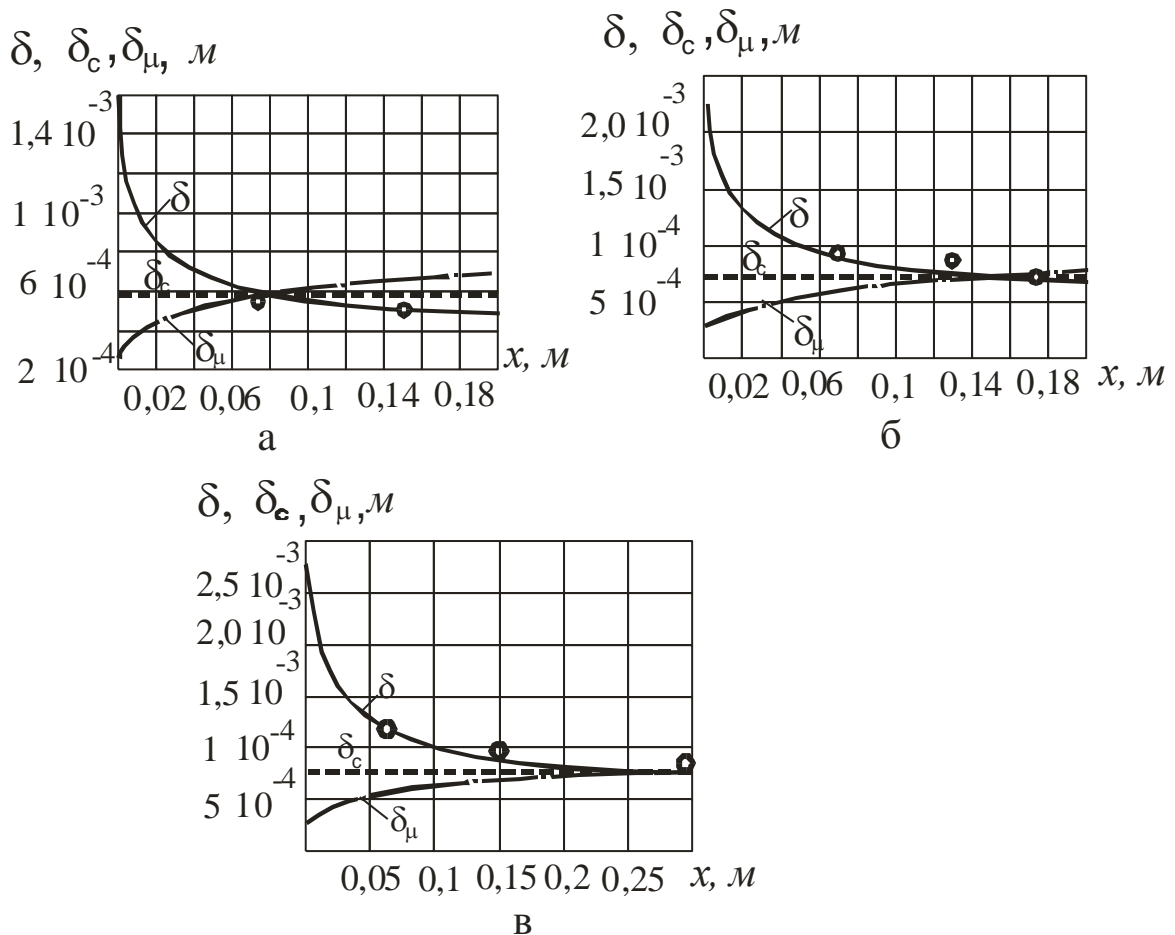


Рис.5.8. Залежності $\delta = f(x)$; $\delta_c = f(x)$; $\delta_\mu = f(x)$, $\nu = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;
а – $\Gamma_v = 0,494 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; б – $\Gamma_v = 0,831 \cdot 10^{-4}$; в – $\Gamma_v = 1,151 \cdot 10^{-4}$.

Експериментальні дані [63].

Величину X_L знаходимо з умови рівності товщини плівки на ділянці усталеної течії $\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v \nu}{g}}$ та товщини граничного шару на ділянці з розвитком профілю δ_μ , коли $x = X_L$

$$\sqrt{\frac{2\nu}{g} \sqrt{2gX_L + u_o^2}} = \sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v \nu}{g}}.$$

Розв'язавши рівняння відносно X_L отримуємо довжину ділянки стабілізації

$$X_L = \frac{\left(\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v \nu}{g}}\right)^4 g}{8\nu^2} - \frac{u_o^2}{2g}, \quad (5.26)$$

де $u_o = \bar{u} = \frac{g \delta^2}{3\nu}$ – середня швидкість усталеної плівки.

Графічно, залежність довжини ділянки стабілізації для води та концентрованого цукрового розчину, розрахованою за співвідношенням (5.26), наведено на рис. 5.9

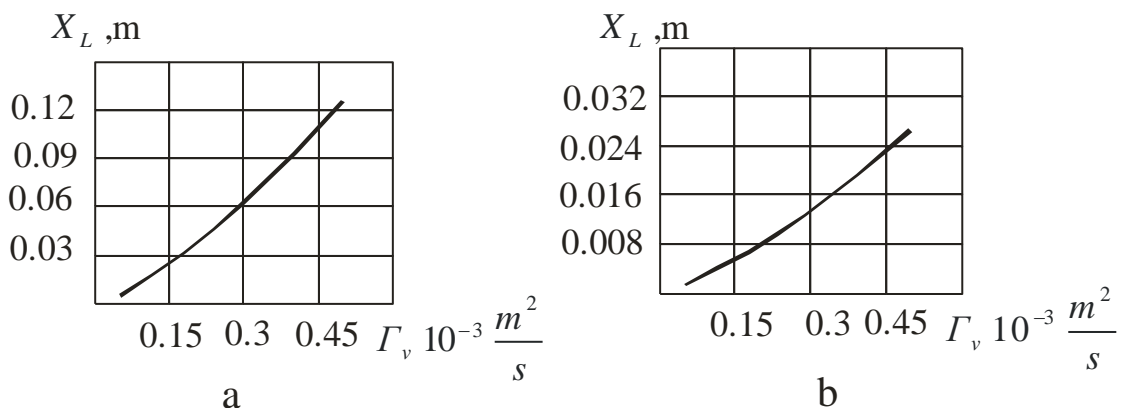


Рис. 5.9 Залежність довжини ділянки стабілізації від щільності зрошення.

а – вода, $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$, $\nu = 0,295 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; б – цукровий розчин, $\nu = 3,0 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$.

$$\text{Початкова швидкість } u_o = \bar{u} = \frac{g}{3\nu} \left(\sqrt[3]{\frac{3 \Gamma_v \nu}{g}} \right)^2.$$

Як видно з наведених графіків на рис.5.9, довжина ділянки гідродинамічної стабілізації збільшується зі зростанням щільності зрошення Γ_v та скорочується в міру зростання швидкості на вході u_o та в'язкості. В разі, коли $\bar{u} = u_o$, рис. 5.5, що характерно для умов формування плівки після проходження великої хвилі, частка довжини ділянки стабілізації для малов'язких рідин становить $(0,2 \dots 0,7) \lambda_{\text{ex}}$ а для в'язких – менше в 3...4 рази від довжини великих хвиль λ_{ex} , яка, залежно від витрати та геометрії каналу, коливається в межах 100 – 300 мм.

Таким чином, коректність застосування співвідношення (5.7) під час моделювання температурного поля в плівці в діапазоні $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ обмежена областю значних чисел Рейнольдса ($Re \geq 6000$), тобто великими витратами та малою в'язкістю, що не характерно для умов експлуатації плівкових випарних апаратів.

5.1.3. Моделювання процесів перенесення теплоти в ламінарних плівках під час вільного стікання плівки на ділянці сформованого профіля швидкості

В реальних плівкових випарних апаратах область зміни щільностей зрошення, і, відповідно, чисел Рейнольдса значно менше 6000, тому в діапазоні $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ має місце квазі-усталений профіль швидкості. За даних умов розв'язок рівняння перенесення теплоти (5.1) в зазначеному діапазоні для ламінарного редиму руху необхідно надавати за параболічного профілю швидкості, а не рівномірно-постійного.

Крива (5.5) є граничною, за межами якої граничні умови (5.3) втрачають коректність. Після ділянки стабілізації швидкість в плівці набуває параболічного профілю, відповідно рівняння (5.1) записуємо як

$$\left(\frac{\rho g \delta}{\mu} y - \frac{\rho g}{2\mu} y^2 \right) \frac{\partial t(x, y)}{\partial x} = a \frac{\partial^2 t(x, y)}{\partial y^2}. \quad (5.27)$$

Оскільки гранична крива $\theta(\eta, \xi_m) = \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} \right)$, за якої з'являється температурний градієнт на зовнішній частині плівки, і яка є початковою умовою для інтегрування рівняння енергії в діапазоні $\xi \geq \xi_m$, отримана за умови рівномірно-постійного профілю швидкості, а профіль швидкості, що стрімко розвивався, на границі ($\xi = \xi_m$) вже наближений до параболічного, початкові умови для інтегрування (5.27) необхідно скорегувати з врахуванням дійсного розподілу швидкості на відстані $\xi = \xi_m$.

В безрозмірних координатах рівняння (5.27) набуває вигляду

$$\frac{g \delta^3}{2 \nu a} (2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (5.28)$$

а граничні умови в області $\xi \leq \xi_m$

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0. \quad (5.29)$$

Точний, методом перетворень Лапласа, розв'язок рівняння (5.28) виконано В.Олбрічем [113] для граничних умов 1 роду при аналізі процесів абсорбції поверхнею плівки газу, та М.Серзою [114] для граничних умов 2 роду під час нагрівання та випаровування плівки води, що стікала по зовнішній частині вертикального циліндра, поверхня якого нагрівалась електричним струмом. Але згадані розв'язки [113, 114] надані для простих початкових умов, коли початкова

концентрація газу та початкова температура плівки задавалась простійною величиною. В даному випадку інтегрування рівняння (5.28) необхідно здійснити в області $\xi \geq \xi_m$, з початковими умовами, що відповідають температурному профілю на відстані $\xi = \xi_m$, в момент появи температурного градієнта на міжфазній границі, що суттєво ускладнює точне вирішення рівняння (5.28), тому застосуємо наближені методи розв'язання рівняння (5.28).

Розв'язок (5.28) виконуємо методом Тарга-Слезкіна заміною лівої частину диференціального рівняння (5.28), де безрозмірна температура $\theta(\eta, \xi)$ є функцією двох змінних η, ξ , середнім значенням $\theta_{cp}(\xi)$, яке має лише одну повздовжню змінну ξ

$$\frac{g \delta^3}{2 \nu a} \int_0^1 (2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} d\eta = \frac{g \delta^3}{2 \nu a} \frac{2}{3} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}.$$

Тоді рівняння (5.28) перепишеться як

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}. \quad (5.30)$$

Подвійне інтегрування (5.30) за граничних умов (5.29) дає

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1. \quad (5.31)$$

Слід зазначити, що гранична умова на міжфазній границі ($\eta = 1$, $\frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} = 0$), за якої отримано вираз (5.31), дійсна лише для однієї кривої для координати $\xi = \xi_m$, коли з'являється температурний градієнт на зовнішній частині плівки. Тому отриманий розв'язок (5.31), за умови отримання виразу для

повздовжнього градієнта $\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}$, являється лише новою початковою умовою, для розв'язання рівняння (5.30) в області $\xi \geq \xi_m$.

З виразу для середнього значення температури

$$\theta_{cp} = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{u(\eta)}{\bar{u}} d\eta = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) (2\eta - \eta^2) \frac{3}{2} d\eta = 1 - \frac{Pe}{10} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}, \quad (5.32)$$

отримуємо диференціальне рівняння

$$\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi} + \frac{10}{Pe} \theta_{cp}(\xi) - \frac{10}{Pe} = 0, \quad (5.33)$$

розв'язком якого, за початкових умов $\xi = 0$, $\theta_{cp} = 0$, є вираз

$$\theta_{cp}(\xi) = 1 - \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi\right). \quad (5.34)$$

Похідна по ξ від (5.34) має вигляд

$$\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi} = \frac{10}{Pe} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi\right). \quad (5.35)$$

Підставивши отриману похідну $\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi}$ у (5.31), отримаємо розподіл температури поперек плівки при $\xi \rightarrow \xi_m$, (в області наближеної до $\xi \approx \xi_m$)

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1. \quad (5.36)$$

Оскільки вираз (5.36) відображає температурний профіль лише однієї граничної кривої, безрозмірну відстань ξ , яку пробігає плівка до моменту появи температурного градієнта на міжфазній границі $\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \geq 0$ позначимо як ξ_m , тоді вираз для граничної кривої запишеться як

$$\theta(\eta, \xi_m) = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1. \quad (5.37)$$

Координату ξ_m можна знайти з (5.37) за умови, що при $\eta=1$ та $\xi=\xi_m$ безрозмірна температура дорівнює нулю, ($\theta(1, \xi_m) = 0$), тобто

$$0 = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \left(\frac{1^2}{2} - 1\right) + 1,$$

звідки

$$\xi_m = 0,0223 Pe. \quad (5.38)$$

Розвиток температурного профілю на ділянці руху плівки $\xi \geq \xi_m$ знаходимо інтегруванням (5.30) за умови, що температура поверхні плівки внаслідок випаровування залишається постійною, а початковий розподіл температури в плівці відповідає граничній температурній кривій (5.37). Тоді граничні умови для періоду $\xi \geq \xi_m$ запишуться як

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \theta = 0, \quad (5.39)$$

а початкові, при $\xi = \xi_m$, як

$$\theta(\eta, \xi_m) = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1. \quad (5.40)$$

Подвійне інтегрування (5.30) дає

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \frac{\eta^2}{2} + c_1 \eta + c_2.$$

Константи інтегрування c_1 та c_2 знаходимо з граничних умов (5.39)

$$c_2 = 1; \quad c_1 = -\frac{Pe}{8} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} - 1.$$

Тоді

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (5.41)$$

Визначивши середню температура на ділянці $\xi \geq \xi_m$ як

$$\theta_{cp}(\xi) = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) (2\eta - \eta^2) \frac{3}{2} d\eta = \frac{3}{8} - \frac{7}{320} Pe \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}, \quad (5.42)$$

отримуємо диференціальне рівняння відносно $\theta_{cp}(\xi)$

$$\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi} + \frac{320}{7Pe} \theta_{cp}(\xi) = \frac{120}{7Pe}. \quad (5.43)$$

Інтегрування (5.43) методом варіації постійної дає вираз для $\theta_{cp}(\xi)$

$$\theta_{cp}(\xi) = \frac{3}{8} + c_3 \exp\left(-\frac{320}{7Pe} \xi\right). \quad (5.44)$$

Константу інтегрування c_3 знаходимо з (5.40), визначивши середню температуру $\theta_{m,cp}$ від початкового розподілу температури (5.40) для $\xi = \xi_m$, як середньо-інтегральну

$$\theta_{mcp}(\xi_m) = \int_0^1 \theta(\eta, \xi_m) (2\eta - \eta^2) \frac{3}{2} d\eta = \int_0^1 \left[\frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1 \right] (2\eta - \eta^2) \frac{3}{2} = 1 - \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right).$$

Підставивши результуючий вираз для θ_{mcp} в (5.44) замість θ_{cp} , отримаємо константу c_3

$$c_3 = \left(\frac{5}{8} - \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \right) \exp\left(\frac{320}{7Pe} \xi_m\right),$$

а середню температуру від граничної кривої (5.40) з (5.44)

$$\theta_{cp}(\xi) = \frac{3}{8} + \left(\frac{5}{8} - \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \right) \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right). \quad (5.45)$$

Взявши похідну по ξ від (5.45)

$$\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi} = \left[\frac{320}{7Pe} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{200}{7Pe} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right),$$

та підставивши отриманий вираз в (5.41), знаходимо температурне поле в півці в період $\xi \geq \xi_m$

$$\theta(\eta, \xi) = \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (5.46)$$

Графічна інтерпретація розвитку температурного профілю за співвідношеннями (5.4, 5.37, 5.46) наведена на рис. 5.10.

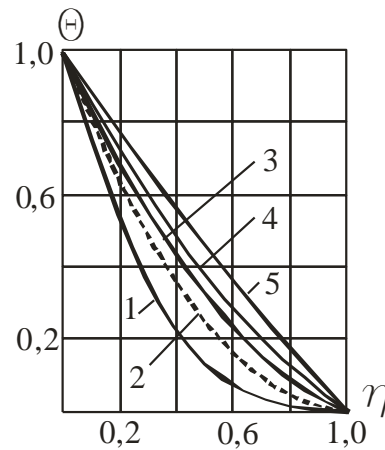


Рис. 5.10. Розподіл безрозмірної температури в плівці води за співвідношеннями (5.4, 5.37, 5.46) при $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3}\text{ м}^2/\text{с}$; $\xi_m = 267$; 1 – $\xi = 167$, рівняння (5.4); 2 – $\xi = \xi_m$, рівняння (5.37); 3 – $\xi = 367$; 4 – $\xi = 467$; 5 – $\xi = 767$; 3, 4, 5 – рівняння (5.46).

5.1.3.1. Тепловий потік на стінці в ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою під час вільного стікання; інтенсивність тепловіддачі в режимі випаровування з міжфазної поверхні

Тепловий потік на стінці $q(\xi)_{\eta=0}$ в період міжхвильової паузи (відстань, яку долає плівка за період часу між проходженням гребенів великих хвиль) змінюється від максимального значення, при $\xi = 0$, до мінімального, при $\xi = \xi_m$, а вираз для $q(\xi)_{\eta=0}$ отримаємо, диференціюванням температурної кривої (5.4) в області $\xi \leq \xi_m$ та (5.46) в області $\xi \geq \xi_m$ на стінці $\eta = 0$.

З (5.4) отримаємо тепловий потік на стінці ($\eta = 0$) в області $\xi \leq \xi_m$

$$q_1(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta}_{\eta=0} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{2\delta\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}, \quad (5.47)$$

а в $\xi \geq \xi_m$ – з (5.46)

$$q_2(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta}_{\eta=0} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \left\{ \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) + 1 \right\}. \quad (5.48)$$

Осереднення теплового потоку на стінці за цикл ділимо на дві зони – до граничної кривої, $\xi \leq \xi_m$, коли відбувається прогрівання плівки до появи температурного градієнта на міжфазній поверхні, та після граничної кривої $\xi \geq \xi_m$, коли має місце вирівнювання температурного профілю за постійної температури поверхні плівки, що випаровується. Чим потужніша хвиля, тим глибше проникнення рідини з міжфазної поверхні плівки до стінки, що проявляється рівнем “прогинання” температурного профілю і, відповідно, величиною температурного градієнта на стінці. За час міжхвильової паузи плівка прогривається і температурний профіль перед хвилею повертається до попереднього значення, замикаючи температурний цикл. Таким чином, осереднення теплових потоків виконуємо на ділянках $(\xi_v - \xi_m)$ для $\xi \geq \xi_m$ та $(\xi_m - \xi_o)$ для $\xi \leq \xi_m$, а відстань $\xi_v - \xi_o = \frac{L_{xs}}{\delta}$ – є безрозмірна відстань між гребнями великих хвиль.

Середній тепловий потік на ділянці $\xi_m - \xi_o$, ($\xi \leq \xi_m$)

$$q_{1cp} = \frac{1}{\xi_m - \xi_o} \int_{\xi_o}^{\xi_m} q_1(\xi)_{\eta=0} d\xi = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta \sqrt{\pi} (\xi_m - \xi_o)} \left(\xi_m \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} - \xi_o \sqrt{\frac{Pe}{\xi_o}} \right). \quad (5.49)$$

Відповідно, середній тепловий потік на ділянці $\xi_v - \xi_m$, ($\xi \geq \xi_m$)

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_m)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) \right]$$

$$\left[-\frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right]. \quad (5.50)$$

Середній тепловий потік на всій ділянці $\xi_o \leq \xi \leq \xi_v$ надаємо як середньозважений за цикл (відстань, яку долає плівка за період часу між проходженням гребенів великих хвиль)

$$q_{cp} = \frac{q_{1cp}(\xi_m - \xi_o) + q_{2cp}(\xi_v - \xi_m)}{\xi_v - \xi_o}, \quad (5.51)$$

або, з (5.49) та (5.50)

$$q_{cp} = \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta} \left(\frac{\sqrt{Pe\xi_m} - \sqrt{Pe\xi_o}}{\sqrt{\pi(\xi_v - \xi_o)}} \right) + \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_o)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) \right]$$

$$\left[-\frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right]. \quad (5.52)$$

Якщо коефіцієнт тепловіддачі ідентифікувати як відношення осередненого по довжині хвилі теплового потоку до різниці температур між стінкою та між фазною поверхнею $\alpha = \frac{q_{cp}}{t_{cm} - t_i}$, то з (5.52) отримаємо вираз для α для ламінарної плівки, що стікає по вертикальній поверхні в області розвинутого хвильового руху в режимі випаровування з міжфазної поверхні

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta} \left(\frac{\sqrt{Pe \xi_m} - \sqrt{Pe \xi_o}}{\sqrt{\pi}(\xi_v - \xi_o)} \right) + \frac{\lambda}{\delta} \frac{1}{(\xi_v - \xi_o)} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) \right]$$

$$\left[-\frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right]. \quad (5.53)$$

Відповідно, якщо число Нуссельта визначити як $Nu = \frac{\alpha \delta}{\lambda}$, вираз для Nu з (5.53) має вигляд

$$Nu = \left(\frac{\sqrt{Pe \xi_m} - \sqrt{Pe \xi_o}}{\sqrt{\pi}(\xi_v - \xi_o)} \right) + \frac{1}{\xi_v - \xi_o} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) \right]$$

$$\left[-\frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right]. \quad (5.54)$$

При концентруванні розчинів температура міжфазної поверхні t_i визначається як температура кипіння при середній концентрації розчину в плівці.

У співвідношенні (5.54) невідомими є дві величини – ξ_o та ξ_v . Перша відноситься до початку розвитку температурного профілю, який формується після проходження великої хвилі, а друга – до закінчення формування температурного профілю перед проходженням великої хвилі.

Фазова швидкість великої хвилі c завжди перевищує середню швидкість залишкового прошарку \bar{u}_n , тому наступна хвиля наздоганяє виділений переріз плівки за час τ , рис.5.11

$$\tau = \frac{\lambda_{ex}}{c - \bar{u}_n},$$

де c, λ_{ex} – фазова швидкість та довжина великих хвиль, відповідно.

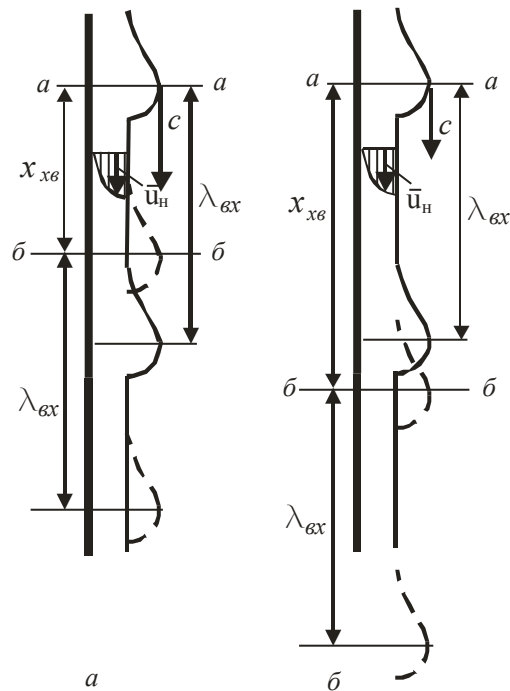


Рис. 5.11. Схема взаємного руху великої хвилі та плівки.

$$a - \frac{c}{\bar{u}_n} \geq 2 \quad ; \quad b - \frac{c}{\bar{u}_n} \leq 2 .$$

Тоді, відстань x , що долає залишковий шар плівки за час τ , рухаючись зі швидкістю \bar{u}_n , між гребенями великих хвиль дорівнює

$$x_{xv} = \bar{u}_n \tau = \frac{\bar{u}_n \lambda_{ex}}{c - \bar{u}_n} = \frac{\bar{u}_n c}{f_{ex} (c - \bar{u}_n)} = \frac{c}{f_{ex} \left(\frac{c}{\bar{u}_n} - 1 \right)} , \quad (5.55)$$

де f_{ex} – частота великих хвиль.

Відповідно, величина $\xi_v - \xi_o$ відповідає безрозмірній відстані $\frac{x_{xv}}{\delta}$.

Величини c, λ_{ex}, f_{ex} є функціями щільності зрощення, дотичної напруги на міжфазній поверхні та геометрії каналу, тому аналіз процесів теплообміну в плівках з великими хвилями коректно виконувати, використовуючи дані з

характеристик хвильових процесів лише в каналах, геометрія яких відповідає умовам проведення експериментів з теплообміну в плівках.

Довжина великих хвиль λ_{ex} на поверхні плівки води в трубі діаметром 25 мм за даними [65] в діапазоні чисел Рейнольдса $Re = 40 \dots 400$ залишалась постійною на рівні $\lambda_{ex} = 100 - 120$ мм. При збільшенні числа Рейнольдса до 4000 – довжина великих хвиль рівномірно збільшувалася до 140 мм на відстані 2,38 м від розподільчого пристрою. При цьому, фазова швидкість c перевищувала середню швидкість плівки \bar{u}_n в 2,5 – 1,5 рази. З (5.55) випливає, що якщо $c = 2 \bar{u}_n$, відстань, яку долає плівка за час проходження великих хвиль, дорівнює довжині хвиль, тобто $x_{xe} = \lambda_{ex}$. Тому, з деяким наближенням, можна прийняти, що

$$\xi_v - \xi_o = \frac{\lambda_{ex}}{\delta}.$$

Як видно з виразу (5.47), падіння ξ_o супроводжується зростанням теплового потоку, оскільки зростає пристінний температурний градієнт $\frac{d\theta(\eta, \xi)}{d\eta_{\eta=0}}$, і навпаки. Тому, за відомої λ_{ex} , величина ξ_o являється єдиною невідомою функцією в (5.53), яка встановлює відповідність між характеристиками теплообміну за прийнятою моделлю теплообміну з експериментальними даними. Конкретний вид функції для ξ_o отримуємо порівнянням розрахункових, за співвідношенням (5.53), коефіцієнтів тепловіддачі з даними експериментальних досліджень по тепловіддачі до насичених плівок рідин в режимі випаровування з вільної поверхні.

Співставленням розрахункових за співвідношенням (5.53) результатів з даними експериментальних досліджень по тепловіддачі до насичених плівок води та цукрових розчинів в нижній частині труби діаметром 20 мм, довжиною 1,8 м отримано вираз для ξ_o , який має вигляд

$$\begin{aligned}\xi_o &= 43Y + 0,2 \text{ при } Y \leq 0,115, \\ \xi_o &= 1150Y^{0,98} - 133, \text{ при } Y \geq 0,115,\end{aligned}\quad (5.56)$$

$$\text{де } Y = \left(\frac{\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v \nu}{g}}}{\delta^*} \right)^{0,9} \left(\frac{\nu_{\text{вод}}}{\nu} \right)^{0,01}; \nu_{\text{вод}} - \text{кінематична в'язкість води};$$

$$\text{При } Pe \geq Pe_o, \quad Y_o = \left(\sqrt[3]{\frac{3Pe_o a \nu}{4g}} / \delta^* \right)^{0,9} \left(\frac{\nu_{\text{вод}}}{\nu} \right)^{0,01}, \quad \text{де } Pe_o = 10300.$$

$$\xi_o = 43Y_o + 0,2 \text{ при } Y_o \leq 0,115,$$

$$\xi_o = 1150Y_o^{0,98} - 133, \text{ при } Y_o \geq 0,115.$$

Графічна інтерпретація рівняння (5.56) для плівок води та цукрових розчинів наведена на рис. 5.12

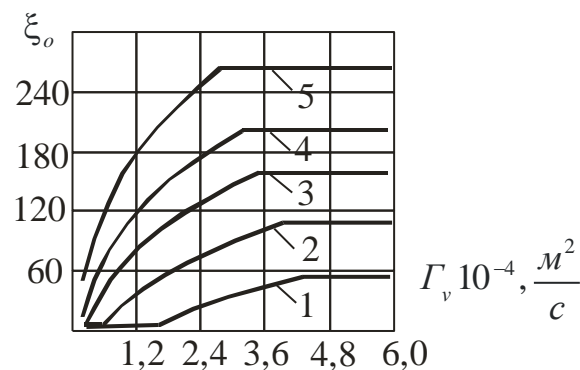


Рис. 5.12. Залежність $\xi_o = f(\Gamma_v)$ при $t = 100 \text{ } ^\circ\text{C}$.

1 – вода, $\nu = 0,295 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{c}$; 2 – цукровий розчин, $CP = 30\%$, $\nu = 0,6 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{c}$;

3 – 50%, $\nu = 1,184 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{c}$; 4 – 60%, $\nu = 1,93 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{c}$; 5 – 70%, $\nu = 3,767 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{c}$.

Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів концентрацією до 60 % ($Pr = 21$) при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими наведено на рис. 5.13.

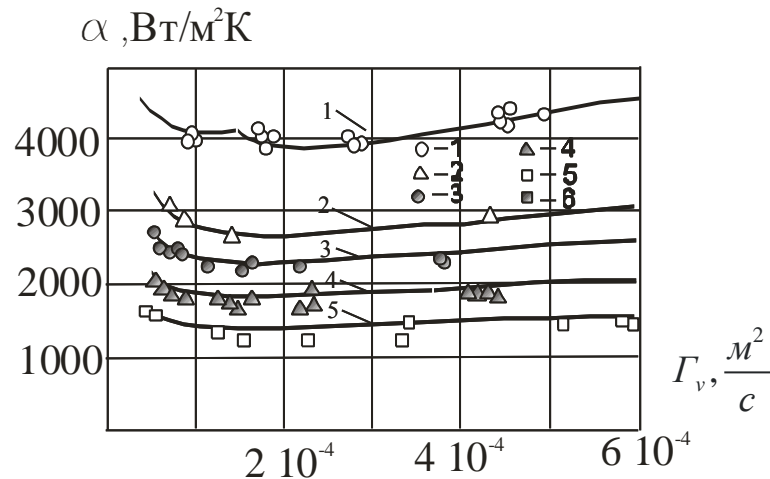


Рис. 5.13. Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

Лінії відповідають розрахунку за співвідношеннями (5.53, 5.56) при $L_{x6} = 120$ мм.

1 – вода, $t = 100$ С; 2 – цукровий розчин, $Pr = 4,14$, (CP = 30%); 3 – $Pr = 6,2$ (CP = 40%); 4 – $Pr = 10,5$ (CP = 50%); 5 – $Pr = 21$, (CP = 60%);

Як видно з рис. 5.13, співвідношення (5.53, 5.56) задовільно відображають процеси теплообміну в стікаючих плівках що випаровуються не тільки в ламінарній, але і в турбулентній області, незважаючи на відсутність параметрів турбулентності у вихідних рівняннях перенесення.

Матеріали підрозділу 5.1 опубліковані в статтях [184 - 188]

5.2. Моделювання процесів перенесення в плівках з розвинутою структурою великих хвиль із супутнім паровим потоком

5.2.1 Моделювання температурного поля в ламінарних плівках з розвинутою структурою великих хвиль із супутнім паровим потоком

В роботі [189] надані результати досліджень хвильової структури плівки рідини на вертикальній пластині довжиною 5,5 м з супутнім потоком газу за слабкої та сильної фаз та за вільного стікання. Вимірювання миттєвих характеристик хвиль виконані методом локальної електропровідності. Встановлено, що на поверхні плівки формувались два типу хвиль – низькочастотних великих та високочастотних регулярних, які рухались між великими. За наявності міжфазної дотичної напруги, амплітуда великих хвиль зменшувалась в режимі "згладжування" поверхні потоком газу.

Подібні умови мають місце і під час концентрування розчинів. В кип'ятільних каналах плівкових випарних апаратів, довжина яких коливається від 7 до 12 м, має місце монотонне зростання швидкості парового ядра, і, відповідно, міжфазної дотичної напруги. Але потік пари хоча і спотворює форму хвиль, але залишає аналогічну вільному стіканню структуру хвильової поверхні. Тому можна зробити припущення, що модель циклічного збурення плівки під час руху великої хвилі та релаксації температурного поля в міжхвильову паузу справедлива і для плівкових течій із супутнім потоком пари. Як і для вільного стікання постулюється, що рух великої хвилі по поверхні плівки супроводжується локальним перемішуванням рідини і, відповідно, вирівнюванням концентрації, та деформацією полей швидкості та температури. Приймається, що перед проходженням великої хвилі профіль швидкості наближений до параболічного, хоча і дещо деформований дією рухомого парового ядра, а температури – до лінійного, рис. 1.а., а після – швидкість постійна по всій товщині, а температурний профіль викривлений, рис. 5.14.б.

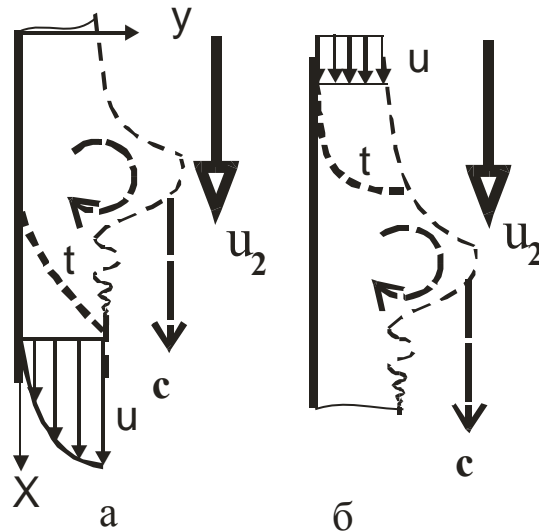


Рис. 5.14. Схема руху великої хвилі на поверхні плівки.

а. профіль швидкості та температури перед проходженням великої хвилі; б – після.

Якщо амплітуда великих хвиль незначна, "просідання" температурної кривої за великою хвилею може бути неглибоке і $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} \geq 0$. У цьому випадку інтенсивність випаровування з міжфазної поверхні за хвилею досягає певного мінімуму, а далі монотонно зростає. У випадку великих амплітуд хвиль можливе значне температурне просідання, тому зовнішня частина плівки може бути охолоджена на деяку глибину. За даної умови має місце пауза у випаровуванні до моменту появи поверхневого температурного градієнта.

Виходячи із вище наведеного аналогічно вільному стіканню, процес релаксації температурного поля ділиться на два періоди – до появи температурного градієнта на міжфазній поверхні та після. В перший період, який починається безпосередньо після проходження великої хвилі рис.5.14 б, рідина в плівці перемішана, а швидкість постійна по всій товщині, яку, за наявності міжфазного тертя, визначимо як середньоінтегральну

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \left[\left(\frac{\tau_i}{\rho\nu} + \frac{g\delta}{\nu} \right) y - \frac{g}{2\nu} y^2 \right] dy = \frac{\tau_i \delta}{2\rho\nu} + \frac{g\delta^2}{3\nu}, \quad (5.57)$$

де $u = \left(\frac{\tau_i}{\rho\nu} + \frac{g\delta}{\nu} \right) y - \frac{g}{2\nu} y^2$ – розподіл швидкості в ламінарній плівці за умови дії парового ядра потоку на міжфазну поверхню.

У цей період рівняння перенесення теплоти у безрозмірній формі має вигляд

$$\left[\frac{\tau_i \delta}{2\rho\nu} + \frac{g\delta^2}{3\nu} \right] \delta \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = a \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (5.58)$$

де τ_i – дотична напруга на міжфазній поверхні плівки.

Оскільки товщина плівки та середня швидкість пов'язані кубічним рівнянням

$$\Gamma_v = \bar{u}\delta = \frac{\tau_i \delta^2}{2\rho\nu} + \frac{g\delta^3}{3\nu}, \quad (5.59)$$

рівняння (5.58) набуває вигляду

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}, \quad (5.60)$$

де $Pe = \frac{4\Gamma_v}{a} = \frac{4\bar{u}\delta}{a}$ – число Пекле.

Розв'язком (5.60) за граничних умов

$$\theta(0,0) = 0, \quad \theta(0,\xi) = 1, \quad \theta(1,0) = 0, \quad \frac{\partial \theta(\infty, \xi)}{\partial \eta} = 0, \quad (5.61)$$

є вираз

$$\theta(\eta, \xi) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}\right). \quad (5.62)$$

Розв'язок (5.62) аналогічний (5.4), але число Пекле в формулі (5.4) містить швидкість, яка розраховується як $\bar{u} = \frac{g\delta^2}{3\nu}$, а у (5.62) – як $\bar{u} = \frac{\tau_i\delta}{2\rho\nu} + \frac{g\delta^2}{3\nu}$. Профіль (5.62) розвивається до появи на міжфазній поверхні температурного градієнта на відстані ξ_m ; далі, внаслідок випаровування, температура поверхні плівки залишається постійною.

Граничну температурну криву, за якої відбувається зміна характеру розвитку температурного поля ($\frac{\partial\theta}{\partial\eta_{\eta=1}} = 0$), визначимо з рівняння енергії за умови параболічного профілю швидкості, вважаючи на те, що в процесі прогрівання плівки швидкість не залишається постійною

$$\left[\left(\frac{\tau_i}{\nu\rho\delta} + \frac{g}{\nu}\right)\eta - \frac{g}{2\nu}\eta^2\right]\delta^3 \frac{\partial\theta(\eta, \xi)}{\partial\xi} = a \frac{\partial^2\theta(\eta, \xi)}{\partial\eta^2}. \quad (5.63)$$

Замінивши ліву частину (5.63) середнім значенням

$$\int_0^1 \left[\left(\frac{\tau_i}{\rho\delta\nu} + \frac{g}{\nu}\right)\eta - \frac{g}{2\nu}\eta^2\right] \frac{\delta^3}{a} \frac{\partial\theta(\eta, \xi)}{\partial\xi} d\eta = \left(\frac{\tau_i\delta^2}{2\rho\nu} + \frac{g\delta^3}{3\nu}\right) \frac{1}{a} \frac{\partial\theta_{cp}(\xi)}{\partial\xi},$$

враховуючи (5.57, 5.59), рівняння (5.63) набуває вигляду

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial\theta_{cp}(\xi)}{\partial\xi} = \frac{\partial^2\theta(\eta, \xi)}{\partial\eta^2}. \quad (5.64)$$

Подвійне інтегрування (5.64) за граничних умов

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0, \quad (5.65)$$

дає

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1. \quad (5.66)$$

Похідну $\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}$ знайдемо з виразу для середньої температури

$$\theta_{cp}(\xi) = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{u(\eta)}{\bar{u}} d\eta = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{\left[\left(\frac{\tau_i + g\delta}{\rho\nu} \right) \eta - \frac{g\delta}{2\nu} \eta^2 \right]}{\left(\frac{\tau_i}{2\rho\nu} + \frac{g\delta}{3\nu} \right)} d\eta. \quad (5.67)$$

Інтегрування (5.67) дає

$$\theta_{cp}(\xi) = 1 - \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \frac{Pe}{80} \frac{25\tau_i + 16\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta}. \quad (5.68)$$

Позначивши $D = \frac{Pe}{80} \frac{25\tau_i + 16\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta}$, з (5.68) отримаємо диференціальне рівняння

$$\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} + \theta_{cp}(\xi) \frac{1}{D} = \frac{1}{D}, \quad (5.69)$$

розв'язком якого за умов: $\xi = 0$, $\theta_{cp} = 0$, є вираз

$$\theta_{cp}(\xi) = 1 - \exp\left(-\frac{\xi}{D}\right). \quad (5.70)$$

Підставивши похідну $\frac{d\theta_{cp}(\xi)}{d\xi}$ від (5.70) в (5.66), отримаємо розподіл температур в плівці при $\xi = \xi_m$

$$\theta(\eta, \xi_m) = \left(\frac{Pe}{4}\right) \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1. \quad (5.71)$$

Координату ξ_m визначаємо з (5.71) за умови, що при $\eta=1$ та $\xi = \xi_m$ безрозмірна температура дорівнює нулю, ($\theta(1, \xi_m) = 0$)

$$\xi_m = D \ln\left(\frac{Pe}{8D}\right). \quad (5.72)$$

З моменту $\xi \geq \xi_m$ починається другий період розвитку температурного поля, за якого температура рідини на міжфазній поверхні залишається постійною. В цей період граничні умови (5.65) змінюються на

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \theta = 0, \quad (5.73)$$

а початкові на

$$\xi = \xi_m, \quad \theta(\eta, \xi_m) = \left(\frac{Pe}{4}\right) \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta\right) + 1. \quad (5.74)$$

Інтегрування (5.64) за граничних умов (5.73) дає

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (5.75)$$

Похідну $\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}$ знаходимо через середню температуру на ділянці $\xi \geq \xi_m$, з виразу

$$\theta_{cp}(\xi) = \int_0^1 \left(\frac{Pe}{8} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} (\eta^2 - \eta) - \eta + 1 \right) \frac{\left[\left(\frac{\tau_i}{\rho v} + \frac{g\delta}{v} \right) \eta - \frac{g\delta}{2v} \eta^2 \right]}{\left(\frac{\tau_i}{2\rho v} + \frac{g\delta}{3v} \right)} d\eta . \quad (5.76)$$

Інтегрування (5.76) дає

$$\theta_{cp}(\xi) = \frac{\tau_i + \frac{3}{4}\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta} - \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \frac{Pe}{160} \frac{(7\rho g\delta + 10\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g\delta)} . \quad (5.77)$$

Позначивши $R = \frac{(7\rho g\delta + 10\tau_i) Pe}{(3\tau_i + 2\rho g\delta) 160}$, $R_o = \frac{4\tau_i + 3\rho g\delta}{7\rho g\delta + 10\tau_i} \frac{40}{Pe}$, $R_1 = RR_o = \frac{\tau_i + \frac{3}{4}\rho g\delta}{3\tau_i + 2\rho g\delta}$,

отримаємо диференціальне рівняння

$$\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} + \theta_{cp}(\xi) \frac{1}{R} = R_o , \quad (5.78)$$

інтегрування якого дає

$$\theta_{cp}(\xi) = R_1 + c_o \exp\left(-\frac{\xi}{R}\right) . \quad (5.79)$$

Константу інтегрування c_o отримаємо через середню температуру на момент початку розвитку температурного профілю при $\xi = \xi_m$ з початкової умови (5.74)

$$\theta_{cp.m} = \int_0^1 \left[\frac{Pe}{4} \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1 \right] \frac{\left[\left(\frac{\tau_i}{\rho v} + \frac{g\delta}{v} \right) \eta - \frac{g\delta}{2v} \eta^2 \right]}{\left(\frac{\tau_i}{2\rho v} + \frac{g\delta}{3v} \right)} d\eta . \quad (5.80)$$

Інтегрування (5.80) дає

$$\theta_{cp,m} = 1 - \frac{Pe (16\rho g\delta + 25\tau_i)}{80 D(3\tau_i + 2\rho g\delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right).$$

Підставивши $\theta_{cp,m}$ у (5.79) замість θ_{cp} отримаємо константу інтегрування c_o

$$c_o = \left[1 - R_1 - \frac{Pe}{D80} \frac{16\rho g\delta + 25\tau_i}{3\tau_i + 2\rho g\delta} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left(\frac{\xi_m}{R}\right),$$

і, відповідно, середню температуру в області $\xi \geq \xi_m$

$$\theta_{cp}(\xi) = R_1 + \left[1 - R_1 - \frac{Pe}{D80} \frac{16\rho g\delta + 25\tau_i}{3\tau_i + 2\rho g\delta} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left(\frac{\xi_m - \xi}{R}\right). \quad (5.81)$$

Виконавши диференціювання (5.81) по ξ

$$\frac{\partial \theta_{cp}}{\partial \xi} = \left[\frac{R_1}{R} - \frac{1}{R} + \frac{Pe}{DR80} \frac{16\rho g\delta + 25\tau_i}{3\tau_i + 2\rho g\delta} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left(\frac{\xi_m - \xi}{R}\right), \quad (5.82)$$

та підставивши отриману похідну (5.82) у вихідне рівняння (5.75), отримаємо розподіл температури в плівці в області $\xi \geq \xi_m$

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{(16\rho g\delta + 25\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g\delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left[\frac{\xi_m - \xi}{R}\right] (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (5.83)$$

Результати розрахунку температурного поля за співвідношенням (5.83) за умови вільного стікання і відсутності міжфазної взаємодії ($\tau_i = 0$) співпадають з результатами розрахунку за співвідношенням (5.46), тому графічна інтерпретація

(5.83) при $\xi \geq \xi_m$, (5.62) при $\xi \leq \xi_m$ та (5.71) при $\xi = \xi_m$ співпадає з (5.4, 5.37, 5.46) і наведена на рис. 5.12.

Зі зростанням міжфазної дотичної напруги τ_i товщина плівки зменшується, а відносна відстань ξ зростає за тієї самої щільності зрошення та відстані між хвилями, тому вирівнювання температурного профілю при наявності міжфазного тертя відбувається швидше ніж при вільному стіканні плівки, рис.5.15.

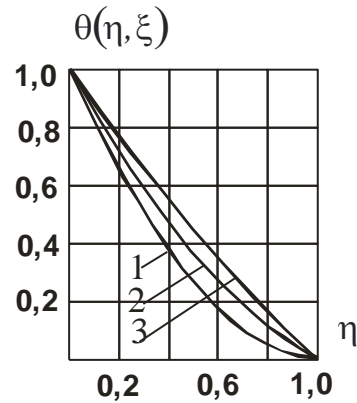


Рис.5.15. Розподіл безрозмірної температури в плівці води за співвідношеннями (5.83) при $t = 100\text{ }^\circ\text{C}$; $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $x_{\text{хв}} = 100 \text{ мм}$.

$$1 - \tau_i = 0, \xi = 270; 2 - \tau_i = 3 \frac{H}{M^2}, \xi = 400; 3 - \tau_i = 10 \frac{H}{M^2}, \xi = 610;$$

В разі вільного стікання міжфазна дотична напруга відсутня ($\tau_i = 0$), а вирази для D, R, R_o, R_1 набувають вигляду

$$D = \frac{Pe}{10}, R = \frac{7 Pe}{320}, R_o = \frac{120}{7 Pe}, R_1 = RR_o = \frac{3}{8}.$$

Підставивши D, R, R_o, R_1 при $\tau_i = 0$ в (5.83) отримаємо знайдений раніше температурний профіль для вільного стікання (5.46).

5.2.2. Тепловий потік на стінці в ламінарних плівках з розвинутою хвильовою структурою із супутнім паровим потоком; інтенсивність тепловіддачі в режимі випаровування з міжфазної поверхні

Аналогічно випадку вільного стікання плівки тепловий потік на стінці в період між проходженням гребенів великих хвиль змінюється від максимального значення при $\xi = \xi_o$ до мінімального при $\xi = \xi_v$.

Для другого періоду ($\xi \geq \xi_m$) тепловий потік на стінці знаходимо через температурний градієнт на стінці ($\eta = 0$) з виразу для температурного профілю (5.83)

$$\frac{d\theta(\eta, \xi)}{d\eta_{\eta=0}} = -\frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{(16\rho g\delta + 25\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g\delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left[\frac{\xi_m - \xi}{R}\right] - 1. \quad (5.84)$$

З (5.84) отримаємо тепловий потік на стінці ($\eta = 0$) в другому періоді прогрівання, при $\xi \geq \xi_m$

$$\begin{aligned} q_2(\xi)_{\eta=0} &= -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta_{\eta=0}} = \\ &= \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{16\rho g\delta + 25\tau_i}{3\tau_i + 2\delta g\delta} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left(\frac{\xi_m - \xi}{R}\right) + 1 \right\}, \end{aligned} \quad (5.85)$$

а в першому, при $\xi \leq \xi_m$, – з (5.62)

$$q_1(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta_{\eta=0}} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{2\delta\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}. \quad (5.86)$$

Як і для випадку вільного стікання плівки прогрівання плівки після проходження великої хвилі починається з моменту $\xi = \xi_o$, а закінчується перед

надходженням наступної хвилі, при $\xi = \xi_v$. Тоді середні теплові потоки на ділянках $(\xi_m - \xi_o)$ та $(\xi_v - \xi_m)$ виражаться, відповідно, як

$$q_{1cp} = \frac{1}{\xi_m - \xi_o} \int_{\xi_o}^{\xi_m} q_1(\xi)_{\eta=0} d\xi = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta \sqrt{\pi} (\xi_m - \xi_o)} (\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe}), \quad (5.87)$$

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda (t_{cm} - t_i)}{\delta (\xi_v - \xi_m)} \times \\ \times \left\{ \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640 D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\} \quad (5.88)$$

Середній тепловий потік q_{cp} надаємо як середньозважений

$$q_{cp} = \frac{q_{1cp} (\xi_m - \xi_o) + q_{2cp} (\xi_v - \xi_m)}{\xi_v - \xi_o}, \quad (5.89)$$

тоді, з (5.87, 5.88, 5.89) отримаємо

$$q_{cp} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta (\xi_v - \xi_o)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe}) + \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640 D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\}$$

Якщо коефіцієнт тепловіддачі виразити як $\alpha = \frac{q_{cp}}{t_{cm} - t_i}$, то отримаємо вираз

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta (\xi_v - \xi_o)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe}) + \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640 D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\} \quad (5.90)$$

За наявності супутнього парового потоку на міжфазній поверхні виникає дотична напруга, яка розраховується як

$$\tau_i = \zeta \rho_2 \frac{u_2^2}{8}. \quad (5.91)$$

Коефіцієнт міжфазного тертя, ζ визначається з отриманого в розділі № 4 співвідношення (4.25), яке узагальнює результати досліджень з втрат тиску від тертя в паро-та газо-рідинних потоках води та цукрових розчинів концентрацією до 72% в трубах діаметрами від 13 до 51 мм.

Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів концентрацією до 70 % (при $Db = 92\%$, $\nu = 3,77 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$) при стіканні плівки по вертикальній поверхні з міжфазною взаємодією з розрахунковими, за співвідношеннями (4.23, 4.20, 4.25, 5.90, 5.91), наведено на рис. 5.16.

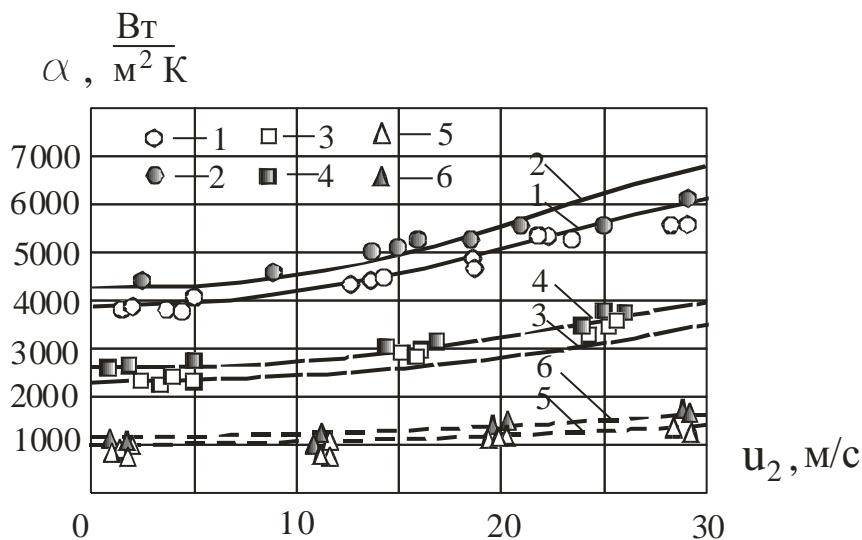


Рис. 5.16. Залежність $\alpha = f(u_2)$ для води та цукрових розчинів при температурі $t = 100^\circ\text{C}$.

1,2 – вода; 3, 4 – цукровий розчин, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукровий розчин, $CP = 70\%$;
1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{\text{ст}} = 120 \text{ мм}$.

Лінії – розрахунок за (4.23, 4.20, 4.25, 5.90, 5.91).

Як видно з наведених графіків, співвідношення (5.90) з додатковими співвідношеннями для визначення товщини плівки та коефіцієнта гідравлічного тертя (4.23, 4.20, 4.25, 5.91) охоплює і турбулентну область режимних параметрів (для води $Re = 6500$), незважаючи на відсутність параметрів турбулентності у вихідних рівняннях.

Матеріали підрозділу 5.2. опубліковані в статтях [184, 190]

5.3. Моделювання процесів перенесення в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

5.3.1. Моделювання температурного поля в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою

Зі зростанням витрати та зменшенням в'язкості виникає турбулентність, характер розподілу якої в перерізі плівки з розвинутою хвильовою структурою з вихором у великих хвилях є невизначеним. У цьому випадку можна прийняти, що перед проходженням великої хвилі профіль швидкості розвинутий до закону $(1/7)$, а температури – наближено до лінійного, а після – швидкість, як і у випадку ламінарного руху, внаслідок перемішування, стає постійною по всій товщині, а температурний профіль викривлений, рис.5.17

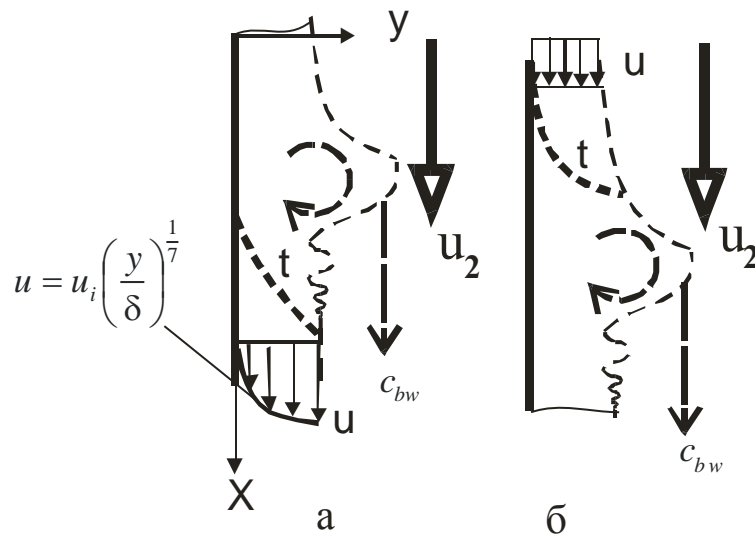


Рис. 5.17. Схема руху великої хвилі на поверхні турбулентної плівки.

а. профіль швидкості та температури перед проходженням великої хвилі; б – після.

За даних умов, вважаючи на те, що турбулентність інтенсифікує процеси теплообміну, обмежимося режимом, за якого $\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \geq 0$ в процесі циклічного перемішування плівки великими хвилями. Тоді рівняння енергії для плівки в період між проходженням великих хвиль можна надати як

$$u_i \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (a + a_t) \frac{\partial t}{\partial y} . \quad (5.92)$$

Враховуючи, що $u = u_i \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} = \frac{8}{7} \bar{u} \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} = \frac{8}{7} \bar{u} \eta^{1/7}$, у безрозмірному вигляді (5.92)

запишемо як

$$\frac{8\delta}{7} \bar{u}(\eta)^{1/7} \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} (a + a_t) \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \eta} , \quad (5.93)$$

де u_i – швидкість рідини на міжфазній границі плівки.

Замінивши ліву частину середнім значенням

$$\int_0^1 \frac{8\delta}{7} \bar{u}(\eta)^{1/7} \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \xi} \partial \eta = \delta \bar{u} \frac{\partial \theta_{av}(\xi)}{\partial \xi},$$

отримаємо

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{av}(\xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(1 + \frac{a_t}{a} \right) \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \eta}. \quad (5.94)$$

Граничну температурну криву, за якої на міжфазній поверхні припиняється випаровування $\left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} \right)$ знайдемо з (5.94) за граничних умов

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0. \quad (5.95)$$

Оскільки $\frac{a_t}{a} = \frac{v_t Pr}{v Pr_t}$, вираз (5.94) набуває виду

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{av}(\xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(1 + \frac{v_t Pr}{v Pr_t} \right) \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \eta},$$

або в інтегральному вигляді з врахуванням (5.95)

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{av}(\xi)}{\partial \xi} \left[\int \frac{\eta d\eta}{\left(1 + \frac{v_t Pr}{v Pr_t} \right)} - \int \frac{d\eta}{\left(1 + \frac{v_t Pr}{v Pr_t} \right)} \right], \quad (5.96)$$

Вважаючи на те, що експериментальні дані по визначенню інтенсивності турбулентності виконано на похилих поверхнях в умовах відсутності великих хвиль [59, 98, 99] отримані результати не відображають реальної картини розвитку турбулентності в плівках на вертикальних поверхнях з розвинутою

хвильовою структурою і не являються адекватними. Реальним результатом є лише факт пригнічення турбулентності міжфазною поверхнею. Оскільки велика хвиля містить потужний центральний вихор, його перекочування по поверхні плівки повинно супроводжуватись проникненням турбулентних пульсації та мікро-вихорів в пристінний прошарок. За даних умов має місце неусталений режим турбулентності, який змінюється по довжині в міжхвильову паузу зі змінною по довжині товщиною ламінарного прошарку. Оскільки реальної моделі турбулентності в плівках для неусталеного руху не існує, замість пошарової моделі з пристінним ламінарним прошарком та турбулентним ядром з параболічним розподілом інтенсивності турбулентності (1.73, 1.74), [112], можна застосувати спрощену модель еквівалентної турбулентності, за якої турбулентність розвивається безпосередньо від стінки, а її максимум в центральній частині визначати, порівнюючи результати розрахунку інтенсивності тепловіддачі з експериментальними даними, рис.5.18.

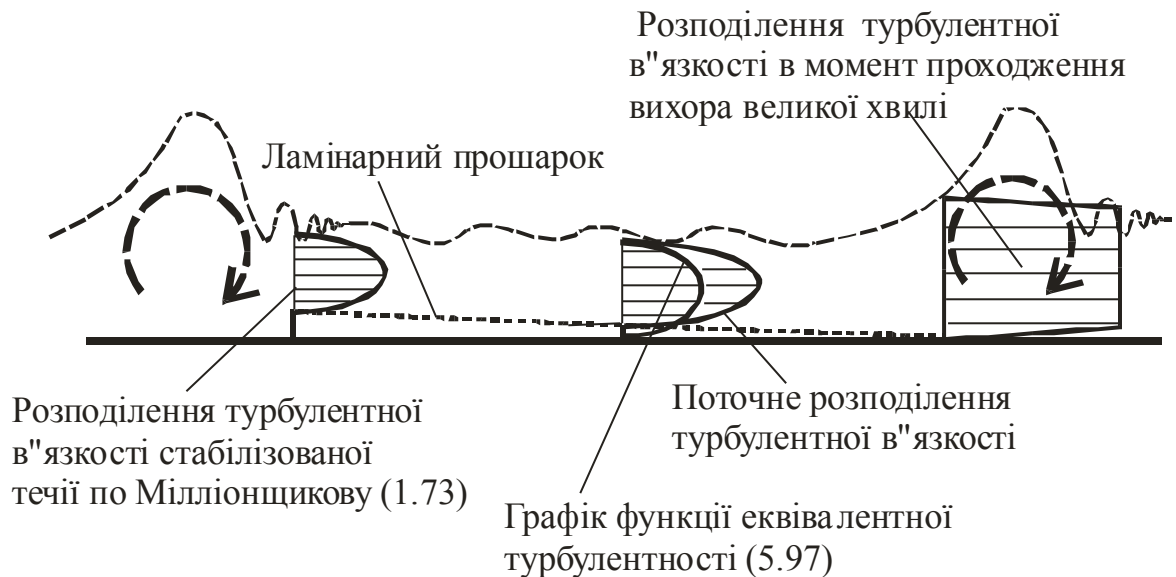


Рис.5.18. Графічна інтерпретація розвитку розподілення турбулентної в'язкості в стікаючій плівці по довжині між великими хвилями. (графіки повернуто на 90°)

За даних припущень функцію турбулентності в плівці надамо як

$$\frac{v_t}{v} = 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2), \quad (5.97)$$

де ε_m – функція турбулентності в середині плівки, яка підлягає визначенню.

Якщо $Pr_t = 1$, вираз (5.96) переписеться як

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{av}(\xi)}{\partial \xi} \left[\int \frac{\eta d\eta}{(1 + 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2)Pr)} - \int \frac{d\eta}{(1 + 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2)Pr)} \right],$$

а його інтегрування дає

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \Theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(4\varepsilon_m Pr(\eta - \eta^2) + 1) - \frac{1}{4\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \text{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr(2\eta - 1)}{\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \right] \right] + c_1,$$

де $\text{Arth}(x) = \frac{1}{2} \ln \frac{1+x}{1-x} = x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \frac{x^7}{7} + \dots$ – арктангенс гіперболічний.

Константу інтегрування c_1 знаходимо з граничної умови на стінці: $\eta = 0, \Theta = 1$

$$c_1 = 1 + \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\frac{1}{4\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \text{Arth} \left[\frac{-\varepsilon_m Pr}{\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \right] \right],$$

або, оскільки $\text{Arth}(-x) = -\text{Arth}(x)$

$$c_1 = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\frac{1}{4\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \text{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr}{\sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}} \right] \right].$$

Підставивши отриманий вираз для c_1 у вихідне рівняння, отримаємо

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(4\varepsilon_m Pr(\eta - \eta^2) + 1) - \left[-\frac{1}{4H} \text{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr(2\eta - 1)}{H} \right] - \left[\frac{1}{4H} \text{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \right] \right] \right] + 1, \quad (5.98)$$

де $H = \sqrt{\varepsilon_m Pr + \varepsilon_m^2 Pr^2}$.

Середню температуру, яка входить в рівняння (5.98) і яка підлягає визначенню, запишемо як середньомасову

$$\theta_{cp} = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{u(\eta)}{\bar{u}} d\eta = \int_0^1 \frac{8}{7} \eta^{\frac{1}{7}} \theta(\eta, \xi) d\eta. \quad (5.99)$$

Аналітичного виразу інтегралу (5.99) не існує, але, вважаючи на заповненість профілю $(1/7)$, з певним наближенням щодо середньої температури, замінимо його на постійний, тоді

$$\theta_{cp}(\xi) = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{u(\eta)}{\bar{u}} d\eta \approx \int_0^1 \theta(\eta, \xi) d\eta. \quad (5.100)$$

Оцінити правомірність заміни (5.99) на (5.100) можна, підставивши у (5.99) та (5.100) відповідно лінійний профіль температури $(1-\eta)$, який є автотемпературним при $\xi \rightarrow \infty$, та степеневий $(1-\sqrt{\eta})$, який наближено відповідає температурному профілю в плівці після проходження великої хвилі. Відмінність в значеннях середньої температури за виразами (5.99) та (5.100) не перевищує 9%.

Інтегрування (5.100) дає

$$\theta_{cp}(\xi) = \frac{Pe}{4} \frac{d\theta_{cp}}{d\xi} \left[\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_m Pr} + 2 \right) \right] + 1. \quad (5.101)$$

Позначивши $B = \frac{Pe}{4} \left[\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_m Pr} + 2 \right) \right]$, отримаємо диференціальне рівняння

$$\frac{d\theta_{cp}}{d\xi} = \frac{1}{B} \theta_{cp} - \frac{1}{B}, \quad (5.102)$$

розв'язком якого, за граничних умов $\xi = 0$, $t(\eta, 0) = t_{sat}$; $\theta_{cp} = 0$, є вираз

$$\theta_{cp} = \left[1 - \exp \left(\frac{\xi}{B} \right) \right]. \quad (5.103)$$

Підставивши похідну по ξ від (5.103) в (5.98), та змінивши індекс при ξ на ξ_m , отримаємо співвідношення для граничної кривої, за якої $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} = 0$

$$\theta(\xi_m, \eta) = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{1}{B} \exp \left(\frac{\xi_m}{B} \right) \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(4\varepsilon_m Pr(\eta - \eta^2) + 1) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr(2\eta - 1)}{H} \right] - \left[\frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \right] \right]. \quad (5.104)$$

Координату ξ_m можна знайти з (5.104) за умови, що при $\xi = \xi_m$ та $\eta = 1$ безрозмірна температура дорівнює нулю, тобто ($\theta(1, \xi_m) = 0$).

$$0 = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{1}{B} \exp \left(\frac{\xi_m}{B} \right) \left[-\frac{1}{2H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right] \right].$$

Звідки гранична повздовжня координата ξ_m

$$\xi_m = B \ln \frac{-8BH}{Pe \operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right)} . \quad (5.105)$$

Оскільки $B < 0$, вираз під логарифмом у формулі (5.105) більше нуля.

Область $\xi \geq \xi_m$ характерна тим, що температура міжфазної поверхні плівки внаслідок випаровування залишається постійною, тому температурний профіль розвивається від кривої (5.104) з моменту, коли $\xi = \xi_m$ до прямої лінії (у пласкій постановці) при $\xi \rightarrow \infty$. Оскільки температура міжфазної поверхні в області $\xi \geq \xi_m$ залишається постійною граничні умови (5.95), за яких знаходиться температурне поле з рівняння (5.104), змінюються на

$$\eta = 0, \theta = 1; \quad \eta = 1, \theta = 0, \quad (5.106)$$

а температурне поле в плівці в період між проходженнями великих хвиль $\xi \geq \xi_m$ розвивається від граничної кривої (5.104), при $\xi = \xi_m$, до поточної температурної кривої на відстані ξ_v , за якої відбудеться чергове перемішування плівки великою хвилею.

Температурне поле за граничних умов (5.106) з функцією розподілення турбулентної в'язкості (5.97) знаходимо подвійним інтегруванням рівняння (5.94)

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\int \frac{\eta d\eta}{(1 + 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2)Pr)} + c_1 \int \frac{d\eta}{(1 + 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2)Pr)} \right].$$

Подвійне інтегрування дає

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(1 + 4\varepsilon_m \eta Pr - 4\varepsilon_m \eta^2 Pr) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m \eta Pr}{H} \right] - \left[-\frac{1}{2H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m \eta Pr}{H} \right] c_1 \right] + c_2 \right]$$

Константи інтегрування c_1 та c_2 знаходимо з граничних умов (5.106) (на кінцях плівки), із системи рівнянь

$$1 = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[-\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(1) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right] - \frac{1}{2H} \operatorname{Arth} \left[\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right] c_1 \right] + c_2$$

$$0 = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left[-\frac{1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(1) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth} \left[-\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right] - \frac{1}{2H} \operatorname{Arth} \left[-\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right] c_1 \right] + c_2$$

Розв'язавши наведену систему рівнянь відносно c_1 та c_2 , отримаємо

$$c_2 = \frac{1}{2}; \quad c_1 = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}}{\partial \xi} \frac{1}{H} \operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon Pr}{H} \right)}$$

Тоді

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{32} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \ln \left(\frac{1}{1 + 4\varepsilon_m Pr \eta - 4\varepsilon_m Pr \eta^2} \right) + \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m Pr \eta}{H} \right)}{\operatorname{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right)} + \frac{1}{2}. \quad (5.107)$$

Похідну $\frac{d\theta_{cp}}{d\xi}$ в рівнянні (5.107) знайдемо, визначивши середню температуру з (5.107) з врахуванням початкової умови (5.104).

Середня температура плівки

$$\theta_{cp} = \int_0^1 \theta(\eta, \xi) \frac{u(\eta)}{\bar{u}} d\eta \approx \int_0^1 \theta(\xi, \eta) d\eta = \frac{Pe}{16} \frac{\partial \theta_{av}}{\partial \xi} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \text{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \right] + \frac{1}{2}. \quad (5.108)$$

Позначивши $S = \frac{Pe}{16} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \text{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \right]$, рівняння (5.108) запишемо як

$$\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} - \frac{1}{S} \theta_{cp}(\xi) + \frac{1}{S2} = 0. \quad (5.109)$$

Отримане диференціальне рівняння має розв'язок

$$\theta_{cp} = \frac{1}{2} + c_3 \exp\left(\frac{\xi}{S}\right). \quad (5.110)$$

Константу інтегрування c_3 знаходимо з граничної умови (5.104) вважаючи, що при $\xi = \xi_m$, $\theta_{cp} = \theta_{cp,m}$.

Середня температура $\theta_{av,m}$ від граничної кривої (5.104) при $\xi = \xi_m$

$$\theta_{cp,m} \approx \int_0^1 \theta(\xi_m, \eta) d\eta = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{\exp\left(\frac{\xi_m}{B}\right)}{B} \left[\frac{1}{4\varepsilon_m Pr} - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{4\varepsilon_m Pr H} \text{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) - \frac{1}{4H} \text{Arth} \left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H} \right) \right]. \quad (5.111)$$

Підставивши отримане значення $\theta_{cp,m}$ в рівняння (5.110) замість θ_{cp} , знайдемо константу інтегрування c_3

$$c_3 = \left[\theta_{cp,m} - \frac{1}{2} \right] \exp\left(-\frac{\xi_m}{S}\right),$$

а вираз для середньої температури набуває вигляду

$$\theta_{cp} = \frac{1}{2} + \left[\theta_{cp.m} - \frac{1}{2} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) . \quad (5.112)$$

Похідна від $\theta_{av}(\xi)$ по ξ

$$\frac{d\theta_{cp}}{d\xi} = \left[\theta_{cp.m} - \frac{1}{2} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) \frac{1}{S} .$$

Підставивши отриману похідну в (5.107), отримаємо остаточно вираз для розподілу температури в плівці в період між проходженням великих хвиль

$$\begin{aligned} \theta(\xi, \eta) = & \frac{Pe}{32} \left[\frac{\theta_{cp.m} - \frac{1}{2}}{S} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \ln\left(\frac{1}{1 + 4\varepsilon_m Pr \eta - 4\varepsilon_m Pr \eta^2}\right) + \\ & + \frac{1}{2} \frac{Arth\left(\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m Pr \eta}{H}\right)}{Arth\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} + \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (5.113)$$

Графічна інтерпретація розвитку температурного поля в плівці вздовж поверхні нагрівання між проходженням великих хвиль наведено на рис.5.19.

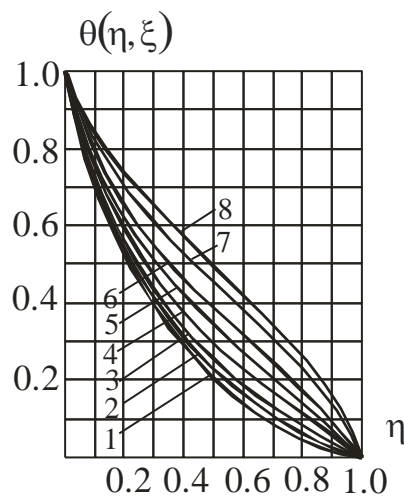


Рис. 5.19. Безрозмірні температурні профілі між проходженням великої хвилі для води за співвідношенням (5.113) в області $\xi > \xi_m$

$$Re = 6780; t = 100 \text{ }^\circ\text{C}; \varepsilon_m = 1; \Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}.$$

$$1 - \xi = \xi_m = 7,3; 2 - \xi = 15; 3 - 30; 4 - 60; 5 - 100; 6 - 150; 7 - 300; 8 - 1000.$$

5.3.2. Тепловий потік на стінці за вільного стікання турбулентної плівки, інтенсивність тепловіддачі

Форма зображених на рис.5.18 температурних кривих зумовлена характером розподілу турбулентної температуропровідності (в'язкості) поперек плівки, яка згідно (5.97) має максимальне значення в середній частині плівки і нульові на стінці та міжфазній поверхні. Відповідно, температурні градієнти на стінці та міжфазній поверхні за усталеного режиму при $\xi \rightarrow \infty$ однакові і більші, ніж в середній частині плівки. В процесі ж розвитку температурного поля пристінний температурний градієнт перевищує міжфазний, тому тепловий потік на стінці більший ніж на міжфазній поверхні.

Інтенсивність тепловіддачі визначається пристінним температурним градієнтом, який змінюється (зменшується) в процесі розвитку температурного поля і визначається похідною від (5.113) на стінці. З (5.113) похідна по η на

$$\text{стінці } \frac{\partial \theta}{\partial \eta}_{\eta=0}$$

$$\frac{d\theta(\xi, \eta)}{d\eta}_{\eta=0} = \frac{-Pe}{8} \frac{\left(\theta_{cp.m} - \frac{1}{2}\right)}{S} \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) - \frac{\varepsilon_m Pr}{H \left(1 - \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{H^2}\right) \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)}. \quad (5.114)$$

Тепловий потік на стінці

$$q(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_w - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta}_{\eta=0} = \lambda \frac{t_w - t_i}{\delta} \left[\frac{Pe}{8} \frac{\left(\theta_{cp.m} - \frac{1}{2}\right)}{S} \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) + \frac{\varepsilon_m Pr}{H \left(1 - \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{H^2}\right) \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right]. \quad (5.115)$$

Осереднення теплового потоку здійснюється на довжині, що пробігає плівка в період між проходженнями гребенів великих хвиль ($\xi_v - \xi_m$)

$$q_{av} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q(\xi)_{\eta=0} d\xi = \quad (5.116)$$

$$= \frac{\lambda(t_w - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_m)(\varepsilon_m^2 Pr^2 - H^2)} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\theta_{cp.m} H^2 - \theta_{cp.m} \varepsilon_m^2 Pr^2 - \frac{H^2}{2} + \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{2} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_v - \xi_m}{S}\right) \right] - \frac{\varepsilon_m Pr H(\xi_v - \xi_m)}{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right\}$$

Виразивши коефіцієнт тепловіддачі як $\alpha = \frac{q_{av}}{t_{cm} - t_i}$, з (5.116) отримаємо

вираз

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta(\xi_v - \xi_m)(\varepsilon_m^2 Pr^2 - H^2)} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\theta_{cp.m} H^2 - \theta_{cp.m} \varepsilon_m^2 Pr^2 - \frac{H^2}{2} + \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{2} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_v - \xi_m}{S}\right) \right] - \frac{\varepsilon_m Pr H(\xi_v - \xi_m)}{\operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right\}, \quad (5.117)$$

де $\theta_{cp.m}$ – вираз (5.111), $S = \frac{Pe}{16 \varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right]$.

Довжину великих хвиль λ_{bw} відповідно до даних [65] за умови вільного стікання води по вертикальній трубці діаметром 25 мм можна апроксимувати співвідношенням

$$\begin{aligned}\lambda_{bw} &= 0,12 + 7,7 \cdot 10^{-6} (Re - 400) \text{ при } Re \geq 400, \\ \lambda_{bw} &= 0,12 \text{ при } Re \leq 400\end{aligned}\quad (5.118)$$

Товщина турбулентної плівки за умови вільного стікання по вертикальній поверхні згідно даних [65] достатньо точно відповідає закону “1/7” розподілу швидкості в плівці ($\delta = 0,135 \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3} Re^{7/12}$ при $Re \geq 2060$). При $Re \leq 2060$ згідно [65] товщина плівки відповідає виразу для ламінарного режиму руху рідини,

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v v}{g}}.$$

Вид функції для ε_m , підстановка якої в рівняння (5.97) забезпечує відповідність розрахункових, за виразом (5.117) коефіцієнтів тепловіддачі до турбулентних та ламінарних плівок рідин в режимі випаровування з міжфазної поверхні при вільному стіканні з експериментальних даними має вигляд

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} Re^{0,95} \left(\frac{v_o}{v}\right)^{0,45} \left[1 - \exp\left(-\frac{Re^2}{80000}\right)\right], \quad (5.119)$$

при $Re \leq 2060$,

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} Re^{0,95} \left(\frac{v_o}{v}\right)^{0,45} \left[1 - \exp\left(-\frac{Re^2}{80000}\right)\right] + 0,4 \cdot 10^{-3} \exp\left[\frac{1}{0,63} \left(1 - \frac{v}{v_o}\right)\right] (Re - 2060)^{0,83},$$

при $Re \geq 2060$,

де $v_o = 0,3 \cdot 10^{-6} \frac{M^2}{c}$.

Графічна інтерпретація залежності (5.119) для води та цукрових розчинів наведена на рис. 5.20.

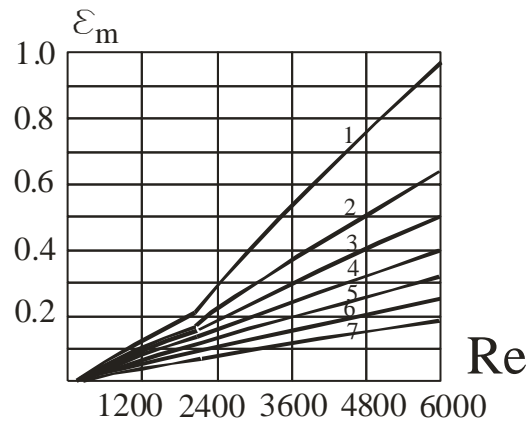


Рис. 5.20. Залежність $\varepsilon_m = f(Re)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100^\circ\text{C}$
 1 – вода; 2 – 7- цукровий розчин, 2 – $CP = 20\%$; 3 – 30; 4 – 40; 5 – 50; 6 – 60; 7 – 70.

Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими, за співвідношенням (5.119), в режимі випаровування з міжфазної поверхні наведено на рис.5.21.

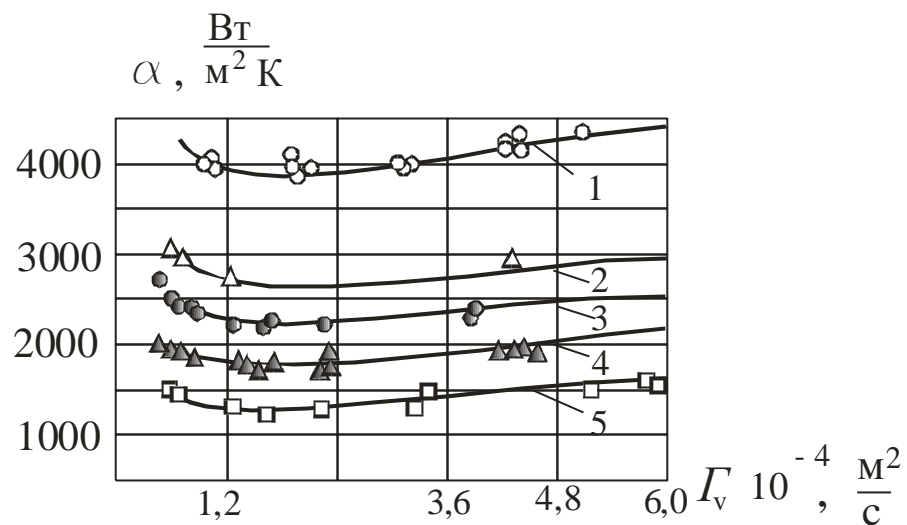


Рис.5.21. Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

Лінії відповідають розрахунку за співвідношеннями (5.117, 5.118, 5.119)

1 – вода, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2 – цукровий розчин, $Pr = 4,14$, ($CP = 30\%$); 3 – $Pr = 6,2$ ($CP = 40\%$); 4 – $Pr = 10,5$ ($CP = 50\%$); 5 – $Pr = 21$, ($CP = 60\%$);

Точки 1 – вода, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2... 6 – цукровий розчин, 2 – $CP = 30\%$; 3 – 40; 4 – 50; 5 – 60;

Як видно з графіки на рис. 5.21 та рис. 5.13 співвідношення (5.117, 5.119) більш вдало відтворюють процеси теплоперенесення в турбулентних плівках під час вільного стікання води та цукрових сиропів концентрацією до 60% (число Прандтля 21) ніж (5.53, 5.56). Але, в міру зростання концентрації та зниження температури насичення, що характерно для режимів роботи випарних апаратів хвостової частини випарної установки, стрімко зростає в'язкість сиропів та товщина плівки, і, як наслідок, амплітуда хвиль. За візуальними спостереженнями за даних умов великі хвилі нагадують тривимірні серповидні напливи [191], в той час, як числа Рейнольдса знаходяться в межах 100 – 300.

Порівняння результатів розрахунку за співвідношеннями (5.53) та (5.117) інтенсивності тепловіддачі до густих цукрових сиропів концентрацією 70 % під атмосферним тиском та розрідженням до 0,8 бар, що відповідає числам Прандтля від 58 до 259, вказує на суттєве відхилення розрахункової кривої (5.117) від експериментальних даних, рис.5.22 а, в той час як криві, що розраховані за співвідношенням (5.53), відхиляються від експериментальних даних незначно, рис.5.22 б.

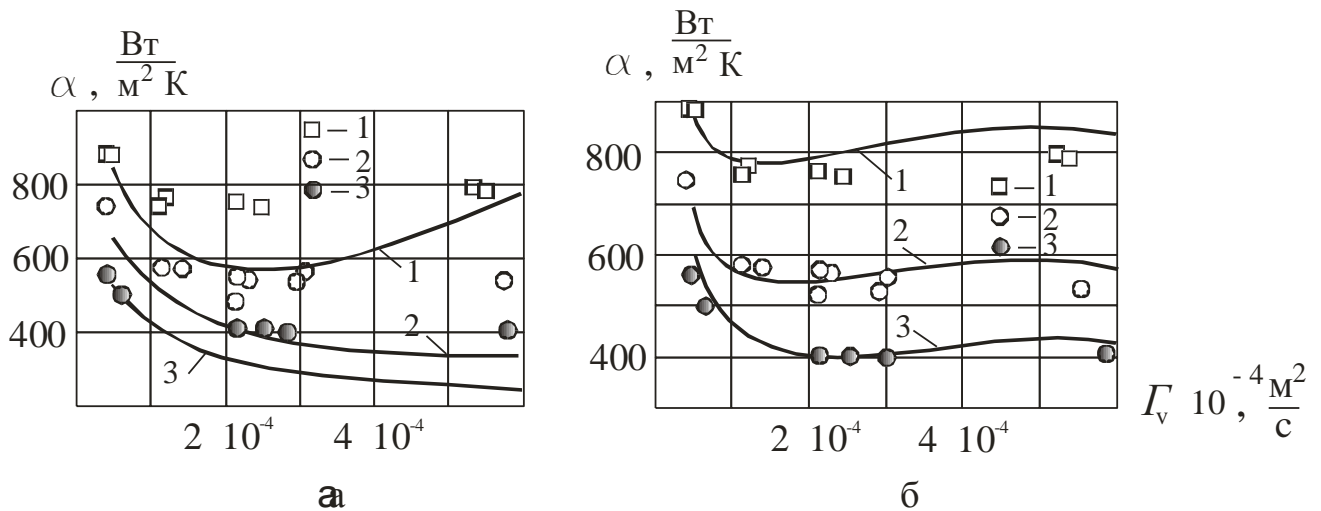


Рис. 5.22. а – розрахунок (5.117); б – розрах за (5.53). Сироп $CP = 70\%$

1. $t = 100^\circ\text{C}$, $Pr = 58$; 2. $t = 73^\circ\text{C}$, $Pr = 131$; 3. $t = 56^\circ\text{C}$, $Pr = 259$;

Причина в тому, що в області високих чисел Прандтля (40 в вище) даються знаки прийняті в моделі теплоперенесення в турбулентній плівці спрощення щодо обмеження “просідання” температурного профілю нижче граничної кривої (5.104) після проходження великої хвилі, в той час як в моделі ламінарної плівки названі обмеження відсутні.

5.4. Моделювання процесів перенесення в турбулентних плівках з розвинутою хвильовою структурою із супутнім паровим потоком

В разі наявності міжфазного тертя, викликаного рухом парового ядра над поверхнею плівки, інтенсифікація процесу тепловіддачі відбувається, перш за все, внаслідок зменшення товщини плівки, яка входить у рівняння (5.117) як визначальний геометричний розмір. Але внаслідок складної хвильової структури поверхні плівки, яка змінюється не лише з витратою фаз, а і від довжини пробігання вздовж поверхні теплообміну, товщина плівки є лише умовною осередненою величиною, яка відіграє роль параметра, що реагує на зміну масових потоків фаз.

Розрахунок середньої товщини турбулентної плівки за наявності над поверхнею плівки міжфазного тертя, як показано в розділі №4, можна здійснювати за співвідношеннями (4.19, 4.12, 4.20), скориставшись отриманими даними щодо коефіцієнта гідравлічного тертя (4.25).

Функція ε_m (5.119), яка отримана за умови вільного стікання, в разі наявності міжфазного тертя має бути скорегована, як мінімум, введенням співмножника до ε_m . Вид співмножника до (5.119) E_u встановлено порівнянням результатів вимірювань інтенсивності тепловіддачі в турбулентних потоках з міжфазною взаємодією з результатами розрахунку за співвідношеннями (5.117, 5.118, 5.119, 4.20, 4.23, 4.25), а отриманий вираз для E_u має вигляд

$$E_u = -0,8 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5 \right)^2 + 0,08 \left(\frac{u_2}{15} - 0,5 \right) + 1,24 \text{ при } u_2 \leq 14$$

$$E_u = 1,124 - 72 \left[We_2^{0,2} - \left(\frac{\rho_2 14^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}} \right)^{0,2} \right]^{0,7} Re^{-0,6} \left(\frac{v}{v_o} \right)^{0,6} \text{ при } u_2 \geq 14, \quad (5.120)$$

де $We_2 = \frac{\rho_2 u_2^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}}$ – число Вебера.

В разі $E_u \leq 0$, приймається $E_u = 0$.

Графічна інтерпретація співвідношення (5.120) наведена на рис. 5.23

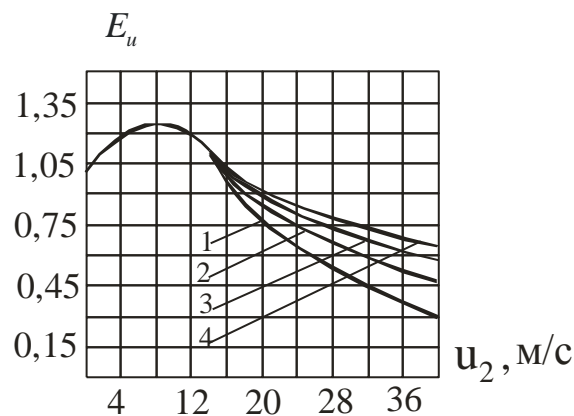


Рис. 5.23. Графік залежності $E_u = f(u_2)$ для води при $t = 100^\circ\text{C}$.

$$1 - \Gamma_v = 0,2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; 2 - 0,3 \cdot 10^{-3}; 3 - 0,4 \cdot 10^{-3}; 4 - 0,5 \cdot 10^{-3}.$$

Зменшення інтенсивності турбулентності в плівці за умови зростання швидкості пари вище 14 м/с пояснюється стрімким падінням товщини плівки внаслідок дії міжфазного тертя, рис.4.13.

Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів концентрацією до 70 % при стіканні плівки по вертикальній поверхні з міжфазною взаємодією з розрахунковими за співвідношеннями (5.117, 5.118, 5.119, 4.20, 4.23, 4.25, 5.120) наведено на рис. 5.24.

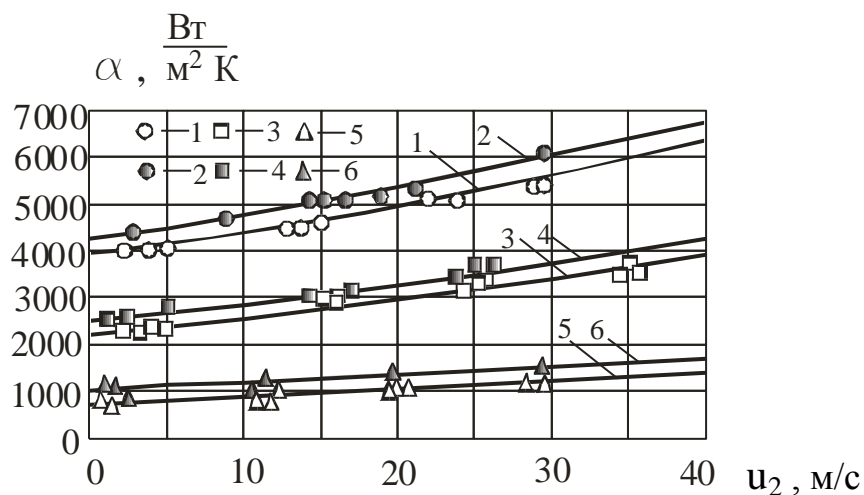


Рис. 5.24. Залежність $\alpha = f(u_2)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100^\circ\text{C}$.

1, 2 – вода; 3, 4 – цукрові розчини, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукрові розчини, $CP = 70\%$;
1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$.

Лінії – розрахунок за (5.117, 5.118, 5.119, 4.20, 4.23, 4.25, 5.120).

Матеріали підрозділів 5.3 та 5.4 опубліковані в статтях [184, 192]

Висновки до розділу 5.

1. В режимі насиченої хвильової структури процеси перенесення в низхідних плівках підпорядковані циклічному збуренню великими низькочастотними хвилями, енергія яких достатня для глибокого проникнення збурень в упорядковану гідродинамічну структуру плівки. Центральний вихор великої хвилі, який перекочуюється по поверхні плівки, викликає перемішування рідини, деформацію профілю швидкості та температури, а в разі концентрування розчинів – вирівнювання концентрації по товщині.

2. Процеси теплообміну в плівках в режимі руху з розвинутою хвильовою структурою змодельовано як циклічний процес порушення та відновлення температурного поля після кожного проходження великої хвилі, яка, внаслідок наявності центрального вихора, транспортує перегріту рідину з пристінної області в зовнішню частину плівки. За розглянутого механізму вершина великої хвилі постійно підживлюється перегрітою з пристінного шару плівки рідиною, де, внаслідок випаровування, відбувається передавання теплоти від поверхні хвилі до парового ядра.

3. Під час збурення поверхні плівки великою хвилею довжина ділянки гідродинамічної стабілізації профілю швидкості становить $(0,2 \dots 0,7)\lambda_{\text{ex}}$ для малов'язких рідин, а для в'язких розчинів – в 3...4 рази менше.

4. Існуючі моделі турбулентності для плівкових течій відносяться до усталених режимів і не являються адекватними для плівок з розвинутою структурою великих хвиль.

5. Невизначеність реального профілю турбулентної в'язкості в плівці з розвинутою хвильовою структурою внаслідок її циклічного потужного збурення великими хвилями спонукає до застосування штучних функцій, які б наближено відтворювали еволюційні зміни характеру турбулентності під час руху плівки в міжхвильову паузу. При цьому, розрахункові, з рівняння енергії, інтегральні характеристики процесу теплоперенесення з використанням запропонованої

функції турбулентності повинні задовільняти відповідним експериментальним даним з тепловіддачі до плівки під час її руху по вертикальній поверхні.

Оскільки після потужного збурення плівки великою хвилею в міжхвильову паузу має місце не розвиток турбулентності, а її дисипація, видається доцільним застосування спрощеної моделі еквівалентної турбулентності, як модифікація моделі М.Д.Міллійонщикова, за якої турбулентність розвивається безпосередньо від стінки, а її максимум в центральній частині плівки - функція від витратних характеристик потоку і визначається порівнянням результатів розрахунку інтенсивності тепловіддачі за запропонованою моделлю з експериментальними даними.

6. Точний розв'язок рівняння збереження енергії (5.7) для другого періоду розвитку температурного поля з початковою умовою (5.5) справедливий лише для плівкових течій зі значними тепловими потоками та витратами, не характерними для умов експлуатації плівкових випарних апаратів.

7. Отримані наближеним методом Тарга-Сльозкіна розв'язки рівнянь енергії, в яких швидкість задана параболічним профілем для ламінарної течії та профілем швидкості "1/7" для турбулентної з розподілом турбулентної в'язкості (5.97, 5.120), якісно відображають процес розвитку температурного поля в міжхвильову паузу і покладені в основу розроблення кореляцій для узагальнення експериментальних даних з тепловіддачі до низхідних паро-розчинних потоків під час пароутворення.

РОЗДІЛ 6. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОЦЕСІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ ДО НИЗХІДНИХ КІЛЬЦЕВИХ ПОТОКІВ РОЗЧИНІВ ПІД ЧАС ПАРООТВОРЕННЯ. ІНЖЕНЕРНІ АПРОКСИМАЦІЇ

6.1. Результати експериментальних досліджень процесів теплообміну в плівках в режимі випаровування з міжфазної поверхні

Отримані в попередньому розділі співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до насичених, стікаючих по вертикальній поверхні плівок води та розчинів, по-перше, складні для інженерних розрахунків, особливо для турбулентних плівок за наявності супутнього парового потоку, по-друге не містять параметрів, які б враховували вплив поверхневого кипіння на інтенсивність тепловіддачі. Тому доцільно надати емпіричні співвідношення для інженерних розрахунків процесів теплоперенесення в плівках розчинів під час їх концентрування в трубах випарних апаратів.

6.1.1. Вплив щільності зрошення на інтенсивність тепловіддачі до плівок води та розчинів, що випаровуються

Відповідно до висновків розділу №5, залежність інтенсивності тепловіддачі до плівок від щільності зрошення в режимі випаровування з міжфазної поверхні має екстремальний характер – зі зростанням витрати рідини спочатку спостерігається падіння інтенсивності тепловіддачі, далі, в міру активізації хвильових процесів – уповільнення темпу падіння практично до нуля і далі, з появою ознак турбулізації – зростання.

Теоретична залежність (5.117), що відображає вплив витратних характеристик на інтенсивність тепловіддачі до плівок розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час випаровування, рис.5.23, може бути апроксимована в зручній для інженерних розрахунків формі, запропонованої Гімбутісом. Розрахункове рівняння з тепловіддачі до вільно стікаючих плівок в

режимі випаровування з міжфазної поверхні в діапазоні зміни чисел Прандтля від 1,7 до 259 в трубі діаметром 20 мм має вигляд

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 \text{Re}^{-1/3} (0,85 + 0,01 \text{Pe}^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} \text{Pe}^{0,86} \text{Pr}^{-0,2}) \quad (6.1)$$

Порівняння результатів розрахунків з експериментальними даними з тепловіддачі до вільно стікаючих плівок води та цукрових розчинів в трубі діаметром 20 мм під час пароутворення наведено на рис.6.1, рис.6.2

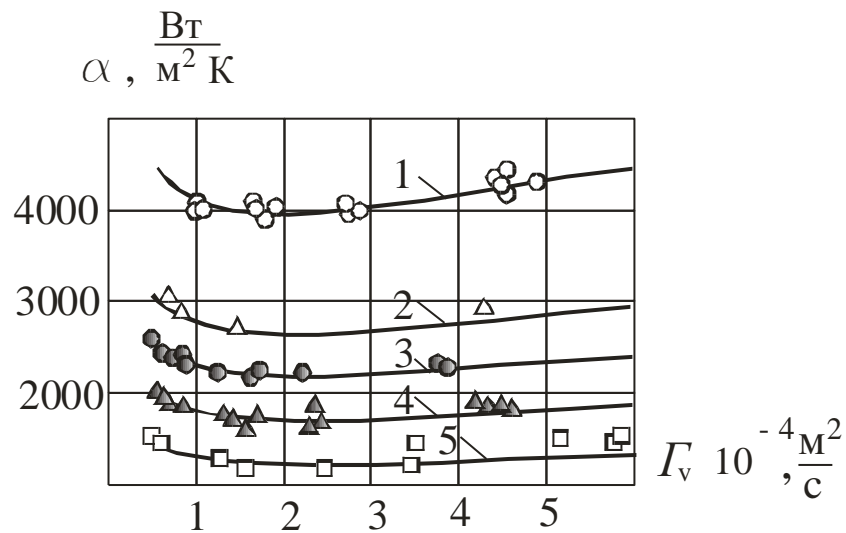


Рис.6.1. Порівняння апроксимаційної залежності (6.1) з експериментальними даними з тепловіддачі до плівок води та цукрових розчинів.

1 – вода 100 °С; 2,3,4,5 – цукрові розчини; 2 – СР = 30%; 3 – 40%; 4 – 50%; 5 – 60.

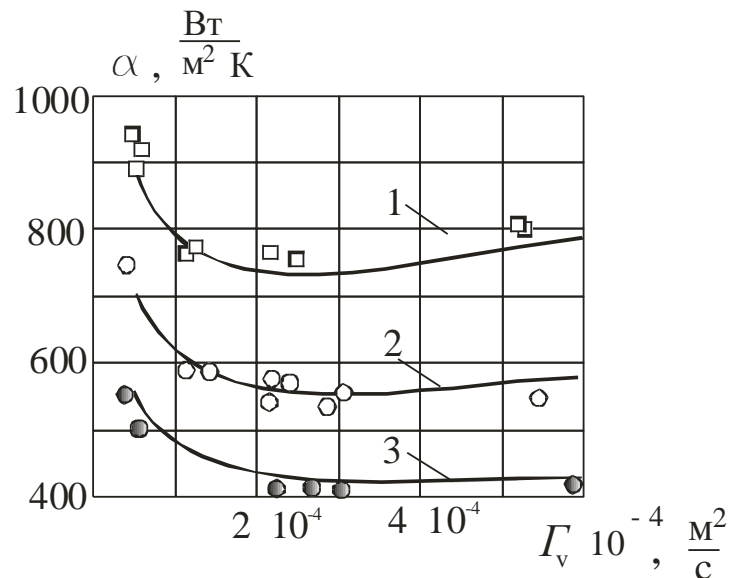


Рис.6.2. Порівняння результатів розрахунку за (6.1) з експериментальними даними з теплообміну до густих сиропів 1– СР = 70%, $t = 100$ °С, $Pr = 58$; 2 – СР = 70%, $t = 73$ °С, $Pr = 131$; 3 – СР = 70%, $t = 54$ °С, $Pr = 259$.

Лінії – розрахунок за (5.129)

Апроксимаційні криві практично співпадають з розрахованими за теоретичним співвідношенням (5.117) з напівемпіричною функцією турбулентності (5.97, 5.120) у всьому дослідженому діапазоні зміни витрати як води, так і густих цукрових сиропів в діапазоні зміни чисел Прандтля від 1,7 до 259.

6.1.2. Вплив швидкості пари на інтенсивність тепловіддачі до плівок розчинів під час випаровування

Вплив рухомого парового ядра на інтенсивність теплообміну в загальному випадку проявляється через дотичну напругу на міжфазній поверхні τ_i , яка пропорційна витратам як парової, так і рідкої фаз. Крім того, на τ_i впливає густина пари, тому τ_i відповідним чином реагує і на зміну тиску (розрідження).

Безрозмірні комплекси, які включали б зазначені величини, наприклад, $\frac{\tau_i \delta}{\sigma}$,

або $\left(1 + \frac{\tau_i}{\rho g (v^2 / g)^{1/3}}\right)$, запропонованим в [110] видаються універсальними параметрами, які б адекватно реагували на зміну тепловіддачі від витрат фаз та густини пари. Але міжфазна дотична напруга τ_i пропорційна коефіцієнту гідравлічного тертя, який аномально зростає в області переходу від режиму слабкої до сильної гідравлічної взаємодії фаз, що повинно було б викликати і аномальне зростання інтенсивності тепловіддачі. Однак зазначений фактор не проявляється і не підтверджується експериментальними даними. Тому для врахування інтенсифікуючої на тепловіддачу до плівок дії парового ядра використовуємо параметр, пропорційній швидкості пари та її густини, а не τ_i ,

$$K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2}. \quad (6.2)$$

Рівняння для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі, при цьому, набуває вигляду

$$Nu = Nu_{baz} K_w, \quad (6.3)$$

де Nu_{baz} число Нуссельта за вільного стікання по вертикальній поверхні в режимі випаровування з міжфазної поверхні (6.1).

Порівняння результатів розрахунків за співвідношенням (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі плівок води в трубі діаметром 20 мм в умовах наявності міжфазного тертя при атмосферному тиску наведено на рис.6.3. На рис.6.4 та рис. 6.5 наведені відповідні порівняння результатів розрахунку за співвідношенням (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі до цукрових розчинів концентрацією відповідно, 40% та 70%. На

рис.6.6 наведені результати порівняння розрахункових за співвідношенням (6.3) даних з експериментальними даними по тепловіддачі до цукрових розчинів концентрацією відповідно, 30, 40, 60 та 70% під розрідженням 0,84 бар (абсолютний тиск 0,16 бар)

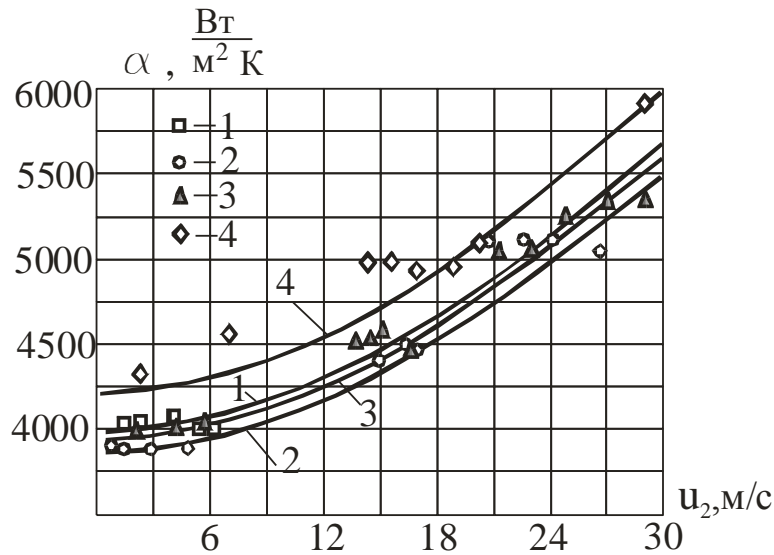


Рис.6.3. Порівняння результатів розрахунку за (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі до плівки води в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

1 – $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3}$ 2 – 0,2; 3 – 0,3; 4 – 0,5. $t = 100$ °С, Лінії – розрахунок за (6.3).

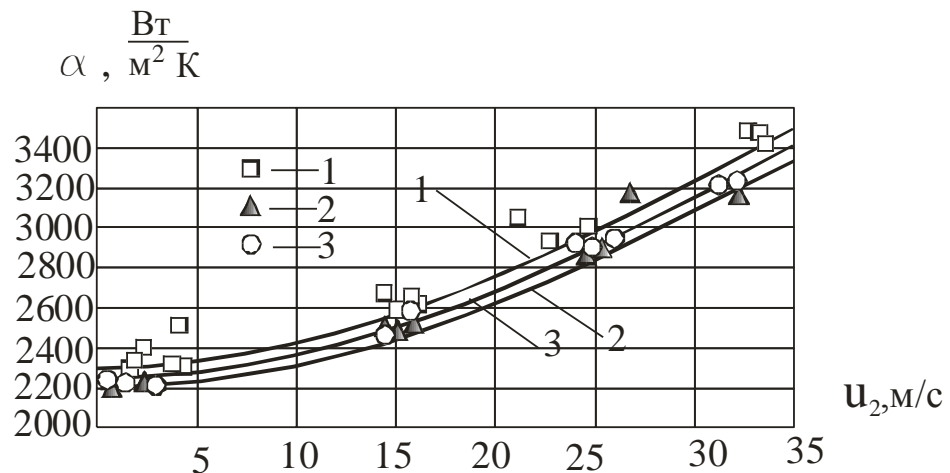


Рис.6.4. Порівняння результатів розрахунку за (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі до плівки сиропу концентрацію 40% в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

1 – $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3}$ 2 – 0,2; 3 – 0,35; $t = 100^\circ\text{C}$, $\text{Pr} = 6,1$. Лінії – розрахунок за (6.3).

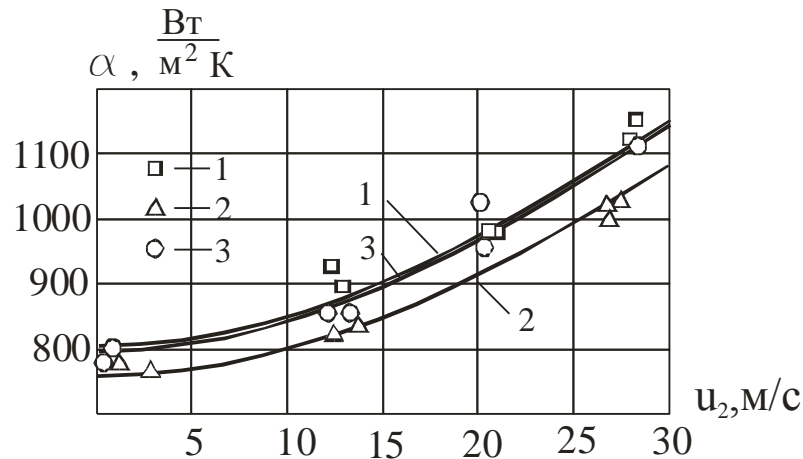
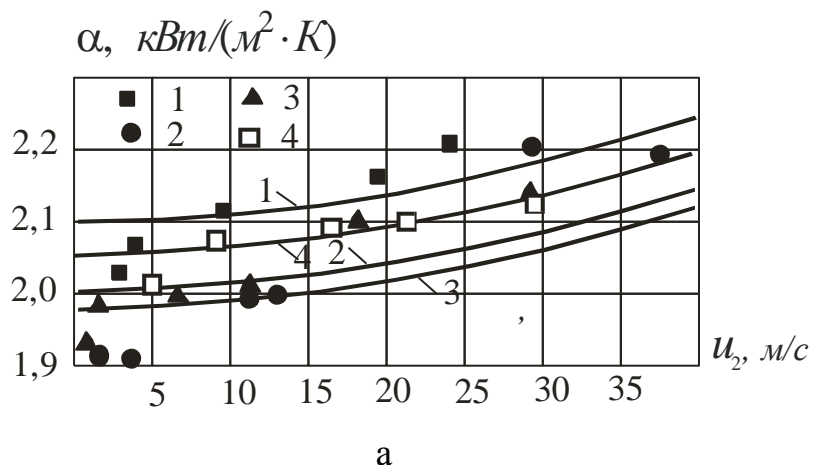


Рис.6.5. Порівняння результатів розрахунку за (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі до плівки сиропу концентрацію 70% в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

1 – $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3}$ 2 – 0,3; 3 – 0,55; $t = 100^\circ\text{C}$, $\text{Pr} = 58$. Лінії – розрахунок за (6.3).

Залежність інтенсивності тепловіддачі від швидкості пари в області розрідження 0,84 бар (абсолютний тиск 0,16 бар) наведено на рис. 6.6 .



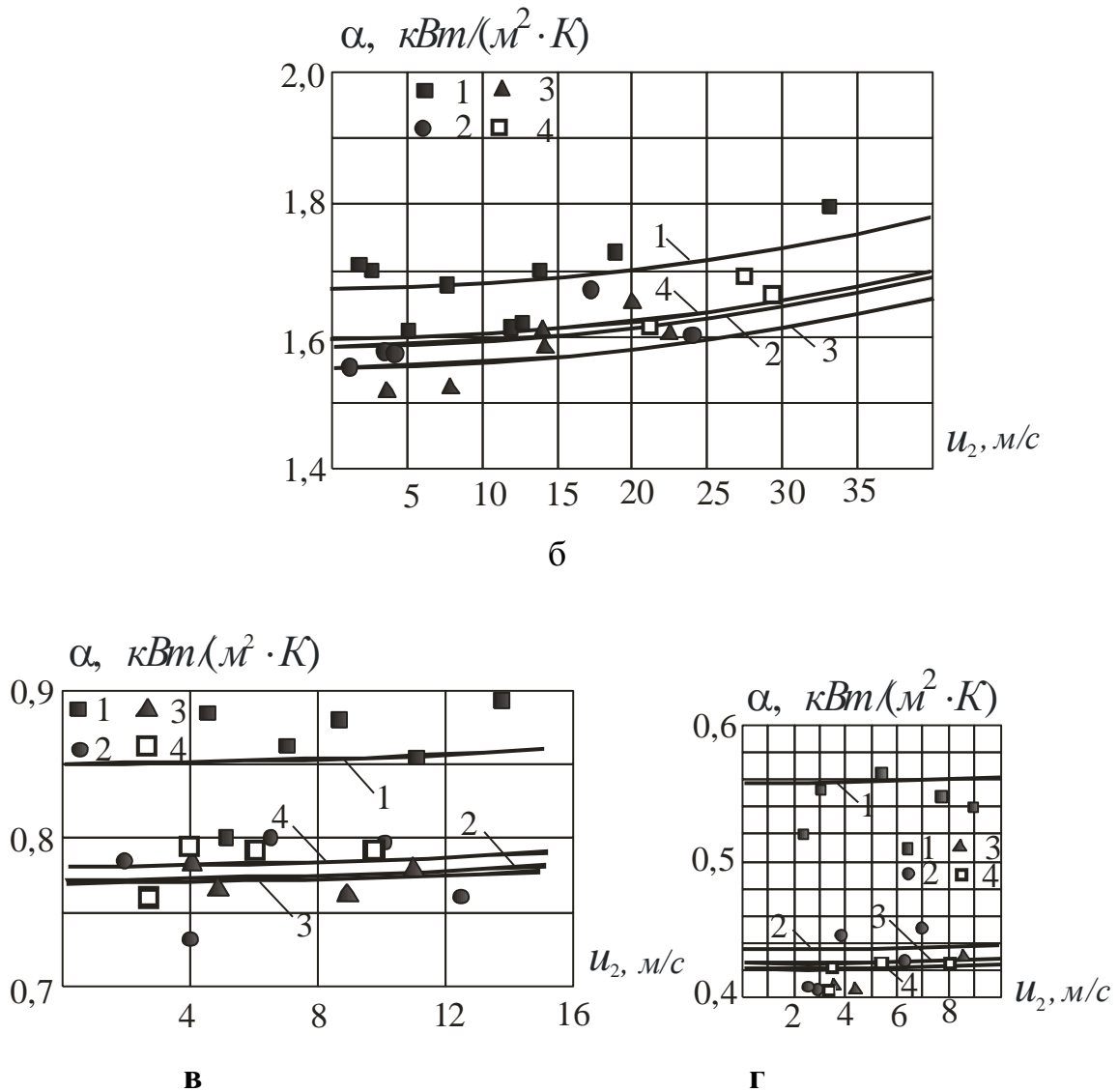


Рис. 6.6. Порівняння результатів розрахунку за (6.3) з експериментальними даними по тепловіддачі до плівки сиропу в режимі випаровування з міжфазної поверхні в області розрідження ($P_{\text{вак}} = 84013 \text{ Па}$).

(точки – дослідні дані, лінії відповідають розрахунку за рівнянням (6.3) при тих же щільностях зрошення):

а. цукровий розчин концентрацією 30 %; точки: 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$;
2 – $1,6 \cdot 10^{-4}$; 3 – $2,2 \cdot 10^{-4}$; 4 – $4,5 \cdot 10^{-4}$; $Pr = 8,2$;

б. цукровий розчин концентрацією 40 %, точки: 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$;
2 – $1,5 \cdot 10^{-4}$; 3 – $3 \cdot 10^{-4}$; 4 – $4,5 \cdot 10^{-4}$; $Pr = 13,3$;

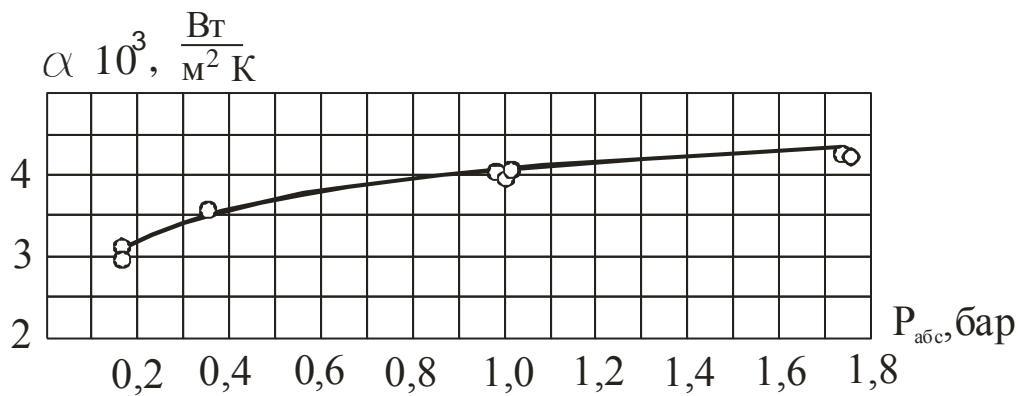
в. цукровий розчин концентрацією 60 %, точки: 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$;
2 – $2 \cdot 10^{-4}$; 3 – $3 \cdot 10^{-4}$; 4 – $5 \cdot 10^{-4}$; $Pr = 62$;

г. цукровий розчин концентрацією 70 %, точки: 1 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$;
2 – $2 \cdot 10^{-4}$; 3 – $3 \cdot 10^{-4}$; 4 – $5,5 \cdot 10^{-4}$; $Pr = 232$.

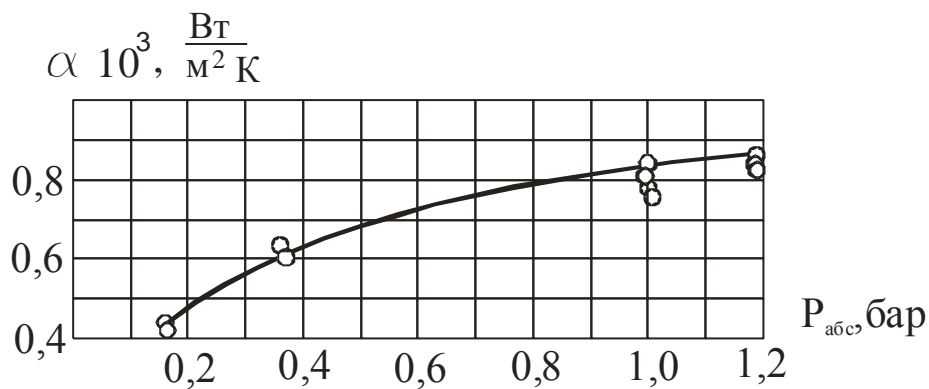
Лінії – розрахунок за (6.3).

Як і очікувалось, вплив швидкості пари на інтенсивність тепловіддачі зі зростанням розрідження послаблюється пропорційно падінню густини пари.

Вплив тиску (розрідження) на тепловіддачу до плівок розчинів за вільного стікання в режимі випаровування з міжфазної поверхні проявляється через зміну теплофізичних властивостей рідини, рис.6.7



а



б

Рис. 6.7. Вплив тиску (розрідження) на інтенсивність тепловіддачі до плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні за вільного стікання.

а – вода ; б – цукровий сироп, $CP = 70 \%$, $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Лінії – розрахунок за співвідношенням (6.13).

6.2. Особливості впливу фізико-хімічної температурної депресії на тепловіддачу під час концентрування густих розчинів за наявності супутнього потоку пари

Фактором, що порушує однозначність в способі обробки експериментальних даних по тепловіддачі до розчинів, що випаровуються, є нерівномірність розподілу концентрації по товщині та вплив швидкості пари на температуру міжфазної поверхні. Так, внаслідок випаровування на поверхні плівки утворюється тонкий прошарок, в якому концентрація перевищує середнє значення, оскільки механізм вирівнювання концентрації лише за рахунок молекулярної дифузії надзвичайно повільний. Вважаючи на те, що поверхня плівки вкрита хвилями, які вносять елемент турбулізації навіть за малих чисел Рейнольдса, має місце невизначеність розподілу концентрацій в поперечному перерізі плівки.

Температура поверхні плівки розчину в режимі випаровування t_i повинна дорівнювати температурі кипіння відповідно до концентрації на міжфазній поверхні C_i , а саме $t_i = t_{sat} + \Delta_{fc}(C_i)$. Але величину C_i визначити проблематично, тому, вважаючи, що поверхневі хвилі вирівнюють концентрацію, з певним наближенням приймається, що $t_i \cong t_{sat} + \Delta_{fc}(\bar{C})$, а коефіцієнт тепловіддачі при обробці експериментальних даних виражається як

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_i} \approx \frac{q}{t_{cm} - (t_{sat} + \Delta_{fc}(\bar{C}))}, \quad (6.4)$$

де \bar{C} – середня в перерізі плівки концентрація розчину.

Вважаючи на нелінійність профілю швидкості (в усталеному ламінарному режимі руху профіль швидкості параболічний), середня розрахункова температура плівки $t_{av,m}$ в загальному випадку дорівнює

$$t_{av.m} = \int_0^{\delta} t(y) \frac{u(y)}{\bar{u}} dy \approx \frac{t_{cm} + t_i}{2}, \quad (6.5)$$

де $t(y), u(y)$ – профілі температури та швидкості в перерізі плівки.

Але дані вимірювань засвідчили, що дослідна середньомасова (калориметрична) температура рідини $t_{av.m}^{exp}$, яка заміряна в адіабатній ємності безпосередньо на виході із дослідної ділянки, рис.6.8 відповідає (6.5) лише за умови вільного стікання при відсутності міжфазної дотичної напруги.

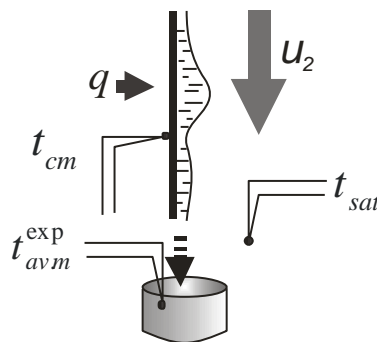


Рис. 6.8. Схема вимірювань температур в модельному каналі.

При наявності швидкості пари над поверхнею плівки дослідна середньомасова температура рідини $t_{av.m}^{exp}$ менше ($t_{av.m} < t_{av.m}^{exp}$) від середньої розрахункової (6.5), а отримане відхилення тим більше, чим більша швидкість пари та щільність зрошення. Вважаючи на те, що температура $t_{av.m}^{exp}$ на відміну від t_i відчутно реагує на зміну режимних параметрів кільцевого двофазного потоку і є величиною, яка безпосередньо вимірюється в процесі проведення дослідів, то і коефіцієнти тепловіддачі для розчинів, визначені, як

$$\alpha_m = \frac{q}{t_{cm} - t_{av.m}^{exp}}, \quad (6.6)$$

адекватно реагують на зміни витрат фаз. При цьому, $\alpha \geq \alpha_m$.

Якщо експериментальні дані узагальнені у формі (6.6), то розрахунок теплового потоку виконують у формі

$$q = \alpha_m (t_{cm} - t_{sat} - \Delta_{fc}(\bar{C}) + \delta\Delta t), \quad (6.7)$$

де $\delta\Delta t = (t_{cm} - t_{av.m}^{exp}) - (t_{cm} - t_{av.m}(\bar{C}))$, або $\delta\Delta t = t_{av.m}(\bar{C}) - t_{av.m}^{exp}$ – функція, що враховує пригнічення фізико-хімічної температурної депресії при кипінні розчинів потоком пари; $\Delta_{fc}(\bar{C})$ – фізико-хімічна температурна депресія, що відповідає середній концентрації розчину в плівці \bar{C} . По-суті, температура поверхні плівки не відповідає виразу $t_i = t_{sat} + \Delta_{fc}(C_i)$ і навіть $t_i = t_{sat} + \Delta_{fc}(\bar{C})$ за наявності руху пари над її поверхнею, що формально рівнозначно поняттю зменшення фізико-хімічної температурної депресії в плівці в міру зростання швидкості пари. Зазначений фактор в певній мірі пояснюється здуванням перегрітого прошарку пари над поверхнею плівки рухомою парою, температура якої відповідає тиску насичення – меншої за температуру плівки.

Для потоків, швидкість пари в яких вище порогу стійкості плівки щодо уносу, зазначений фактор посилюється внаслідок краплинного масообміну між плівкою та ядром паро-краплинного потоку.

В області розрідження вплив швидкості пари зменшується відповідно до фактору падіння густини пари, що також відповідає трактуванню явища, як охолодження поверхні плівки рухомою парою, що має меншу температуру.

Аналіз експериментальних даних по тепловіддачі до плівок цукрових розчинів концентрацією до 70% в режимах випаровування з міжфазної поверхні та поверхневого кипіння із супутнім паровим потоком, дозволив отримати температурну функцію $\delta\Delta t$, у вигляді залежності

$$\delta\Delta t = [1 - \exp(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{\text{We}} \sqrt[3]{\text{Pe}})] \Delta_{fc}, \quad (6.8)$$

де $We = \frac{\rho_2 u_2^2 d}{\sigma}$ – число Вебера.

Графічно залежність температурної функції (6.8) від швидкості пари наведена на рис. 6.9.

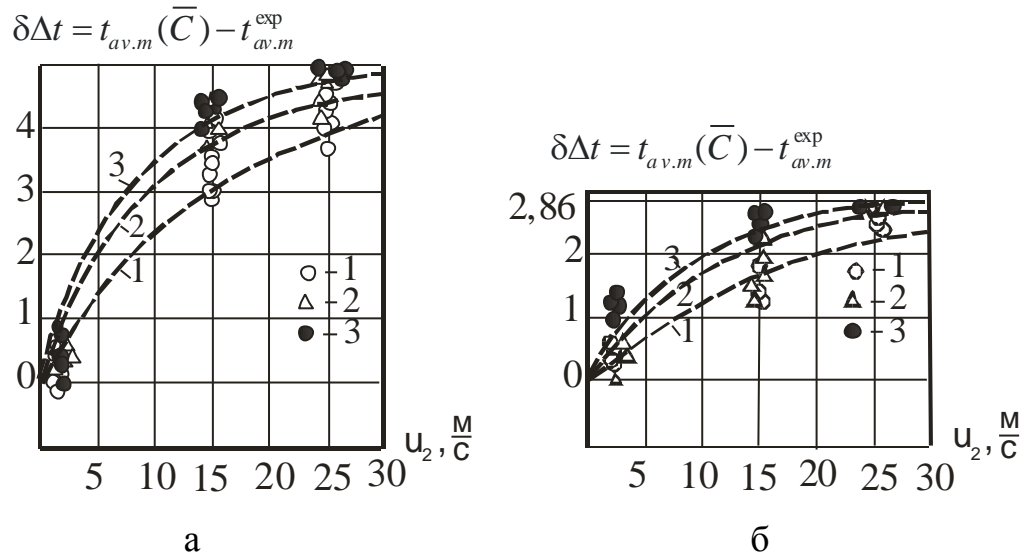


Рис. 6.9. Залежність $\delta\Delta t = f(u_2)$ для плівок цукрових сиропів.

а – $CR = 70\%$, $\Delta_{fc} = 5 \text{ }^\circ\text{C}$; б – $CR = 60\%$, $\Delta_{fc} = 2,86 \text{ }^\circ\text{C}$; 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4}$, $\text{м}^2/\text{с}$; 2 – $3 \cdot 10^{-4}$, 3 – $5 \cdot 10^{-4}$. $t_{sat} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Лінії відповідають розрахунку за співвідношенням (6.8) за відповідних щільностей зрошення.

6.3. Тепловіддача до стікаючих плівок за умови наявності поверхневого кипіння

Як було відмічено в 1 розділі, за певного перегрівання стінки відносно температури насичення, змінюється характер інтенсивності тепловіддачі внаслідок початку та розвитку поверхневого кипіння. Параметром початку бульбашкоутворення в плівці, який однозначно реагує на зміну тиску та стан поверхні теплообміну, видається величина мінімального перегріву шорсткої

стілки, розрахованої на основі співвідношень Лапласа та Клапейрона-Клаузіуса, яка встановлює відповідність критичного перегріву стінки певному радіусу заглиблень мікротріщин.

В разі кипіння розчинів перегрів стінки більше на величину фізико-хімічної температурної депресії Δ_{fc}

$$\Delta t_{\min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{fc}. \quad (6.9)$$

Оскільки інтенсифікація тепловіддачі внаслідок поверхневого кипіння, в міру зростання температурного напору, зумовлена поступовим “вмиканням” все нових центрів генерації парової фази в мікротріщинах відповідного розміру, доцільно для відображення впливу на тепловіддачу поверхневого кипіння застосувати параметр, пропорційній величині перегрівання стінки відносно мінімальної різниці температур Δt_{\min} . Таким параметром може бути відносне перевищення температури стінки $\left(\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\Delta t_{\min}}\right)$ при $\Delta t \geq \Delta t_{\min}$, а вираз, що відображає інтенсифікуючий вплив поверхневого кипіння, надати у вигляді

$$K_{boil} = 1 + c \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\Delta t_{\min}}\right)^n, \quad (6.10)$$

як співмножника до основного базового рівняння з тепловіддачі до плівки в умовах випаровування з міжфазної поверхні (6.1). Коефіцієнти c та n визначаються з дослідних даних. Аналіз даних, показує, що відповідність експериментальним даним по тепловіддачі при кипінні в плівках досягається за умови підстановки в (6.9) розмірів мікротріщин порядку $R_m = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, що відповідає шорсткості поверхні нових теплообмінних труб. Коефіцієнти c та n , (6.10) встановлені порівнянням розрахункових та експериментальних даних з тепловіддачі до плівок, які перебували під впливом поверхневого кипіння, і,

відповідно, дорівнюють $c = 0,4$ та $n = 1,2$. Розрахункове рівняння для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі під час кипіння плівки набуває вигляду

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = Nu_{baz} K_w K_{boil} \tag{6.11}$$

Порівняння результатів розрахунків за співвідношенням (6.11) з даними експериментальних досліджень інтенсивності тепловіддачі до вільно стікаючих плівок та при супутньому русі пари зі швидкістю 25 м/с води та цукрових розчинів концентрацією до 70% , в режимах випаровування з вільної поверхні та кипіння наведено на рис. 6.10, 6.11 .

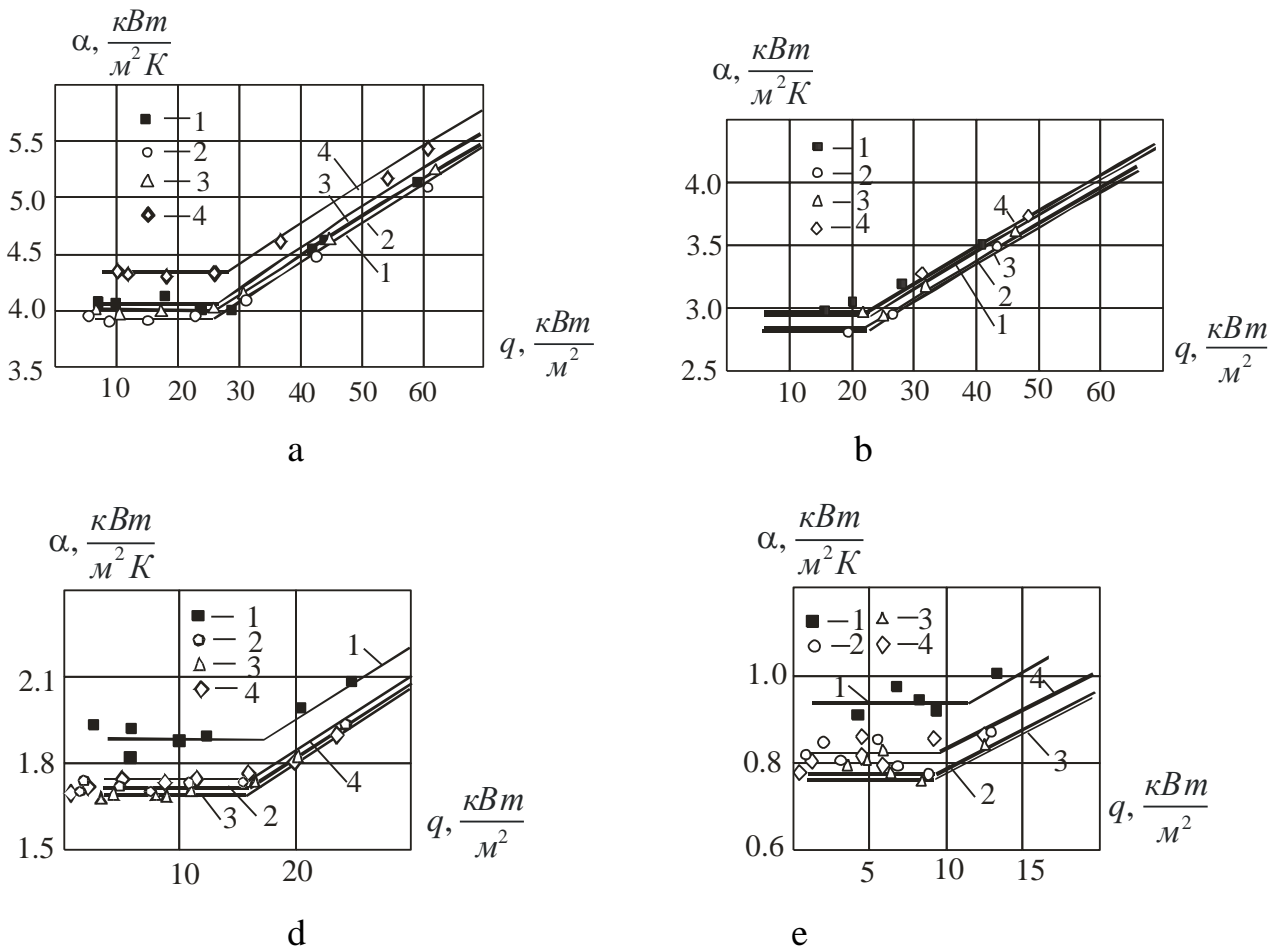


Рис. 6.10. Залежність $\alpha = f(q)$ при вільному стіканні плівок води та цукрових розчинів, ($t = 100 \text{ } ^\circ C, R_c = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$).

- a.** Вода, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 2 \cdot 10^{-4}$; $3 - 3 \cdot 10^{-4}$; $4 - 5,5 \cdot 10^{-4}$; **b.** Цукровий розчин, $CP = 30 \%$, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 1,6 \cdot 10^{-4}$; $3 - 2,2 \cdot 10^{-4}$; $4 - 4,5 \cdot 10^{-4}$; **d.** Цукровий розчин, $CP = 50 \%$, $1 - \Gamma_v = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 1,5 \cdot 10^{-4}$; $3 - 2,2 \cdot 10^{-4}$; $4 - 4 \cdot 10^{-4}$;
- e.** Цукровий розчин, $CP = 70 \%$, $1 - \Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 2 \cdot 10^{-4}$; $3 - 3 \cdot 10^{-4}$; $4 - 5,5 \cdot 10^{-4}$.

Лінії відповідають розрахунку за (6.11) при відповідних щільностях зрошення.

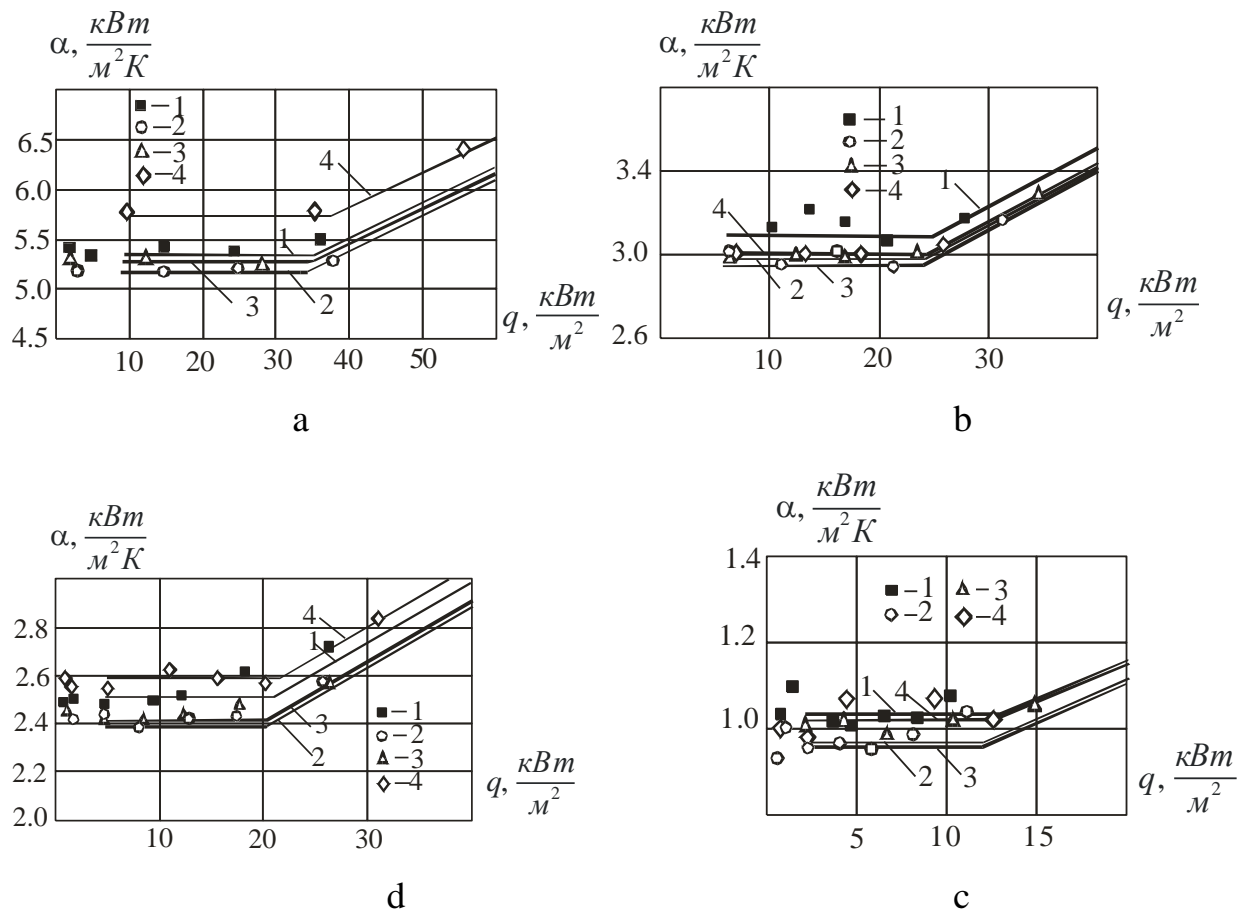


Рис.6.11. Залежність $\alpha = f(q)$ за швидкості пари $u_2 = 25 \frac{\text{м}}{\text{с}}$,

($t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $R_c = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$).

- a.** Вода, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 2 \cdot 10^{-4}$; $3 - 3 \cdot 10^{-4}$; $4 - 5,5 \cdot 10^{-4}$; **b.** Цукровий розчин, $CP = 40 \%$, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 1,5 \cdot 10^{-4}$; $3 - 2 \cdot 10^{-4}$; $4 - 3,5 \cdot 10^{-4}$; **d.** Цукровий розчин, $CP = 50 \%$, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 2 \cdot 10^{-4}$; $3 - 3 \cdot 10^{-4}$; $4 - 6 \cdot 10^{-4}$; **e.** Цукровий розчин, $CP = 70 \%$, $1 - \Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $2 - 2 \cdot 10^{-4}$; $3 - 3 \cdot 10^{-4}$; $4 - 5,5 \cdot 10^{-4}$

Лінії відповідають розрахунку за (6.11) при відповідних щільностях зрошення.

Як видно з наведених графіків, перехід до режиму кипіння зі зростанням швидкості пари зміщується в область більших теплових потоків і задовільно ідентифікується параметром (6.9, 6.10).

В разі застосування шорстких труб ($R_m \geq 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$), наприклад, після очищення поверхні жорсткими металевими щітками, або нанесення штучної шорсткості, відповідно до (6.9, 6.10) перехід до режиму кипіння відбудеться при менших теплових потоках з відповідною інтенсифікацією процесу теплообміну.

Зі зростанням розрідження параметр $\frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{fc}$ також стрімко зростає, оскільки зменшується густина пари ρ_2 , тому бульбашкове кипіння в пліках за даних умов можливе за суттєво більшого температурного напору.

6.4. Вплив геометричних параметрів на інтенсивність тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок води та розчинів

Крім вище визначених чинників на інтенсивність тепловіддачі має вплив і геометрія каналу, оскільки як довжина так і діаметр труб впливають на розвиток хвильової структури. Так, в дев'ятиметрових кип'ятильних трубах [136] зі зміною відстані від розподільного пристрою до 3 – 4 м має місце і незначне зростання інтенсивності тепловіддачі при тих самих витратних та режимних параметрах потоків, що і в коротких трубах. Крім того, відповідно з даними досліджень кінематики хвильового руху [4, 7, 65] збільшення діаметра труби також призводить до зростання амплітуди та довжини великих хвиль, що інтенсифікує процеси перемішування в плівці.

Але виділити вплив окремих факторів на тепловіддачу з даних, які отримані на установках, що моделюють випарний апарат неможливо, оскільки по довжині труби одночасно наростає і швидкість пари, і концентрація пропорційно тепловому потоку. Так, змодельовати процес теплообміну при вільному стіканні

можна лише на верхніх ділянках труби, де швидкість пари незначна, але нерозвинута хвильова структура. Дані ж, що відповідають області з розвинутою хвильовою структурою, розташовані в середній та нижній частинах труб, де швидкість пари має відчутний вплив на тепловіддачу. Тому і порівняння експериментальних даних по тепловіддачі в модельних трубах випарних апаратів з даними, отриманими на установках з незалежним формуванням витрат фаз, коректне лише за наявності певної швидкості пари.

Оцінити вплив фактора довжини та діаметра труб на тепловіддачу можна введенням співмножника K_L до (6.1), отриманого порівнянням результатів досліджень інтенсивності тепловіддачі до плівок в трубах різної геометрії

$$K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{v}{v_o + v} \right) [1 - \exp(-0,05 L^3)] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)} \quad (6.12)$$

де $d_o = 0,02 \text{ м}$, $v_o = 0,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; L – довжина труби в м. (від 1м), а кінцевий вид інженерного рівняння для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі до стікаючих плівок розчинів в трубах випарних апаратів під час пароутворення набуває вигляду

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = Nu_{baz} K_w K_{boil} K_{Ld} \quad (6.13)$$

На рис.6.12 нанесені масиви даних з теплообміну в плівках в каналах різної конфігурації та порівняння з результатами розрахунку за апроксимаційним рівнянням (6.13)

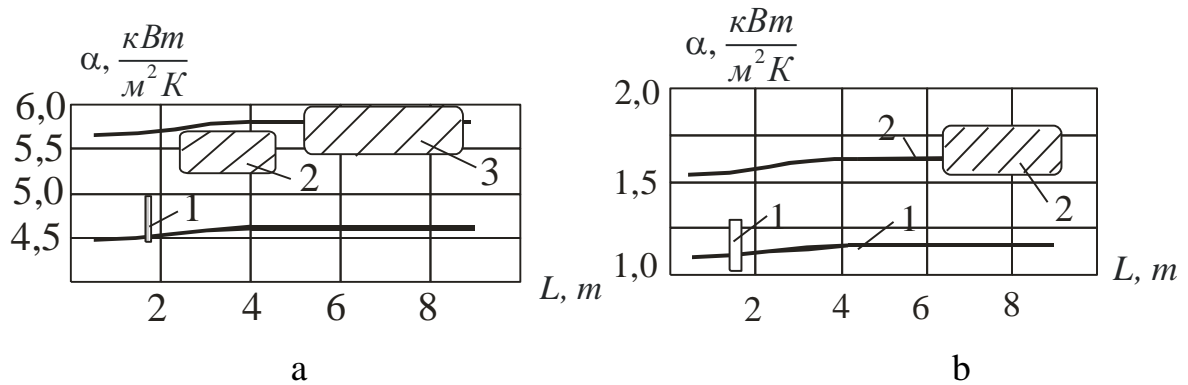


Рис. 6.12. Порівняння результатів розрахунків інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних двофазних потоків води та цукрових розчинів під час випаровування по довжині труб з різною геометричною конфігурацією за співвідношенням (6.13) з результатами експериментальних даних.

а. Вода, $u_2 = 15 \frac{\text{м}}{\text{с}}$; **б.** Цукровий розчин, $CP = 70\%$, $u_2 = 30 \frac{\text{м}}{\text{с}}$.

1 – область даних авторів, $d = 20 \text{ мм}$, $L = 1,8 \text{ м}$; 2 – область даних [136], $d = 30 \text{ мм}$, $L = 9 \text{ м}$; 3 – область даних [135], $d = 32 \text{ мм}$, $L = 4,9 \text{ м}$.

Лінії відповідають розрахунку за (6.13), 1 – $d = 20 \text{ мм}$, 2 – 30 мм .

Оскільки коефіцієнт тепловіддачі є величиною в певній мірі маніпулятивною, особливо при узагальненні даних під час кипіння густих розчинів, залежно від того, до якої різниці температур віднесений тепловий потік, адекватність моделі підтверджується відповідністю відтвореного розрахункового розподілу теплового потоку по висоті труби реальній зміні за певної загальної різниці температур.

Графічна інтерпретація результатів моделювання теплового потоку по довжині труби довжиною 9 м за співвідношеннями (6.13, 6.8, 6.7, 4.25) та їх порівняння з експериментальними даними [136] наведено на рис.10.а.б,с, а для киплячих під розрідженням $0,65 \text{ бар}$ та $0,87 \text{ бар}$, яблучних сиропів в трубі діаметром 32 мм , довжиною $3,9 \text{ м}$ – на рис.6.13 д,е.

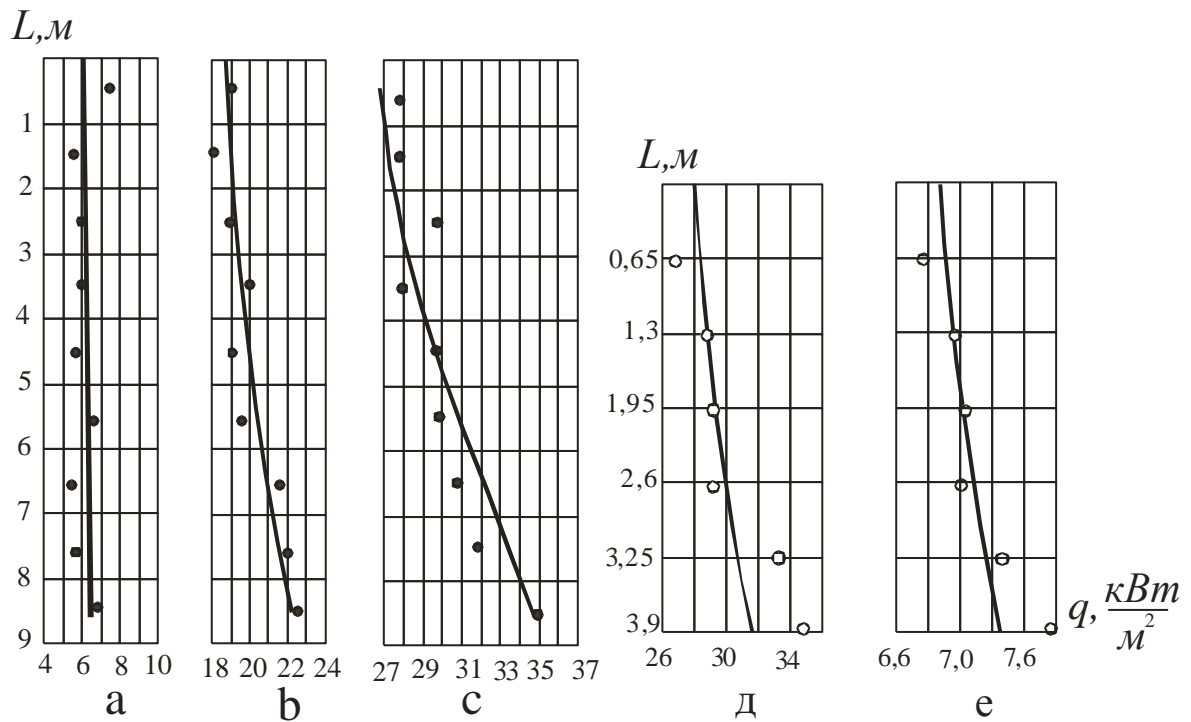


Рис. 6.13. Порівняння результатів розрахунків розподілення теплового потоку до кільцевих низхідних двофазних потоків води та яблучного сиропу під час випаровування по довжині труби з різною геометричною конфігурацією за співвідношенням (6.13) з результатами експериментальних даних.

Лінії – розрахунок за (6.13, 6.8, 6.7, 4.25);

а,б,с – вода $t = 100^\circ\text{C}$, $L = 9 \text{ м}$, $d = 30 \text{ мм}$, $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, точки – експериментальні дані [136].

а – $\Delta t = 2,2^\circ\text{C}$, $t_w - t_{sat} = 1,2$; **б** – $7,5$, $t_w - t_{sat} = 3,7$; **с** – 11 , $t_w - t_{sat} = 5,1$;

д,е – яблучний сироп, точки – експериментальні дані [137].

$L = 3,9 \text{ м}$, $d = 32 \text{ мм}$. **д.** $\text{CP} = 16,3 \%$, $P = 0,35 \text{ бар}$, $t_o - t_{sat} = 15,6^\circ\text{C}$. **е.** $\text{CP} = 60,4 \%$, $P = 0,13 \text{ бар}$, $t_o - t_{sat} = 9,5^\circ\text{C}$. t_o – температура нагрівної пари.

В рівнянні (6.13) не відображені дані, що відносяться до коротких ділянок, де має місце формування температурного та гідродинамічного поля з нерозвинутою хвильовою структурою, тому застосування (6.13) обмежено довжиною від 1 м і більше.

Матеріали розділу № 6 опубліковані в статтях [175,176, 177, 184, 193, 194, 195]

Висновки до розділу 6.

1. Експериментально встановлено, що вплив щільності зрошення на інтенсивність тепловіддачі до плівок як води так і густих розчинів в режимі випаровування з міжфазної поверхні в трубі діаметром 20 мм має екстремальний характер – падіння інтенсивності тепловіддачі зі збільшенням витрати рідини в ламінарному режимі руху плівки, та зростанням в турбулентному. Отриманий результат співпадає з існуючими тенденціями залежності впливу щільності зрошення на інтенсивність тепловіддачі під час випаровування в трубах інших діаметрів.

2. Теоретична залежність (5.117), що відображає вплив витратних характеристик на інтенсивність тепловіддачі до плівок розчинів з розвинутою хвильовою структурою, рис.5.23, апроксимована в зручній для інженерних розрахунків формі (6.1) для режиму випаровування з міжфазної поверхні за вільного стікання в діапазоні зміни чисел Прандтля від 1,7 до 260 в трубі діаметром 20 мм.

3. Експериментально не виявлено аномального зростання інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних паро-рідинних потоків в області переходу від режиму слабкої до сильної взаємодії фаз, як це має місце для коефіцієнта гідравлічного тертя i , відповідно, дотичної міжфазної напруги τ_i . Для врахування впливу швидкості парового ядра на інтенсивність тепловіддачі до стікаючих плівок введено параметр K_w , в який входить швидкість пари та її густина, у

формі інтерполяційного виразу
$$K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2}.$$

4. Параметром, що характеризує початок поверхневого кипіння за вимушеної конвекції прийнято величину мінімального температурного

перегрівання стінки, $\Delta t_{\min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta t_{fc}$, за якої має місце утворення та існування парових зародків. Величина Δt_{\min} адекватно реагує як на зміну тиску насичення, так і на стан поверхні теплообміну, а параметром, що характеризує вплив поверхневим кипіння на інтенсивність тепловіддачі, прийнято відносне перевищення наявного температурного напору від мінімального, за якого починається поверхневе кипіння. Вираз, що відображає інтенсифікуючий вплив поверхневого кипіння по аналогії з [114], надано у вигляді

$$K_{boil} = 1 + 0,4 \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\Delta t_{\min}} \right)^{1,2}.$$

5. Аналіз експериментальних даних з теплообміну в низхідних паро-рідинних потоках в трубах діаметрами від 20 до 32 мм та довжиною від 1,5 до 9 м вказує на наявність впливу геометричного фактора на інтенсивність тепловіддачі до плівок води та цукрових розчинів під час випаровування. Фактор впливу геометрії теплообмінного каналу на інтенсивність тепловіддачі надано у формі

$$\text{співмножника } K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{v}{v_o + v} \right) [1 - \exp(-0,05 L^3)] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)} \text{ до (6.11).}$$

6. Встановлено явище часткового пригнічення фізико-хімічної температурної депресії під час обтікання поверхні киплячої плівки розчину парою, температура якої відповідає тиску насичення над поверхню плівки. Степінь пригнічення пропорційна швидкості парового потоку і має експоненціальний характер $\delta \Delta t = [1 - \exp(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe})] \Delta t_{fc}$. Зазначений фактор пояснює значну розбіжність у результатах висвітлення різними авторами залежності інтенсивності тепловіддачі до киплячих плівок розчинів в каналах різної довжини, де швидкість пари змінюється вздовж каналу в широкому діапазоні. У випадку кипіння в плівці чистої рідини зазначений фактор відсутній.

7. Отримано універсальне емпіричне співвідношення (6.13) для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до низхідних паро-рідинних потоків цукрових розчинів та яблучних сиропів концентрацією до 72 % (досліджений діапазон) під

час випаровування з плівок з розвинутою хвильовою структурою в трубах діаметрами від 20 до 34 мм, довжиною від 1,5 до 9 м в області незначних тисків (1,2бар) та розрідження до 0,85 бар.

РОЗДІЛ №7. МОДЕЛЮВАННЯ ГРАНИЧНИХ РЕЖИМІВ ТЕПЛООБМІНУ ДО ВИСОКОКОНЦЕНТРОВАНИХ ПЛІВОК В РЕЖИМІ ВИПАРОВУВАННЯ З МІЖФАЗНОЇ ПОВЕРХНІ

7.1. Критична концентрація сиропу

Зі зменшенням щільності зрошення на певній відстані від входу у випарний канал внаслідок випаровування можливе стрімке падіння теплового потоку в разі досягнення критичної щільності зрошення, якщо модельною рідиною є вода. Механізм процесу погіршення тепловіддачі до плівок води, як внаслідок її розривання, або висихання, розглянуто в розділі №2.

Графічна ілюстрація режиму погіршення тепловіддачі в трубі довжиною 9 м діаметром 30 мм, при випаровуванні з плівки води за малої щільності зрошення [136] наведена на рис.7.1 .

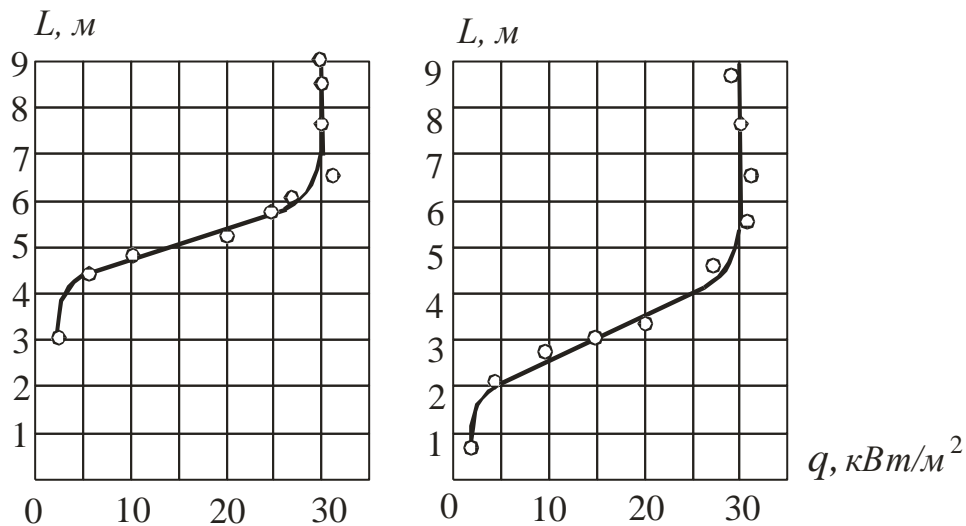


Рис. 7.1 Розподілення теплового потоку по висоті труби під час режиму погіршеної тепловіддачі до плівки води.

а – $\Gamma = 0,029 \text{ кг/м с}$; б – $\Gamma = 0,076 \text{ кг/м с}$. Вода $t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, (Дані [136]).

В реальних випарних апаратах цукрових заводів кількість кип'ятильних труб коливається від 1000 до 6000 шт, а діаметри корпусів від 1,0 до 3,4м. За даних умов за неякісного виготовлення розподільного пристрою можливе нерівномірне зрошення труб, тому для запобігання переконцентрування розчину в окремих трубах застосовується рециркуляція з метою підтримування щільності зрошення на вході в труби на менше $0,22 \text{ кг/м}^3$ [196]. Такого ж принципу притримуються автори [197] в процесі проектування випарних установок цукрової промисловості, посилаючись на висновки [196].

Але, під час концентрування особливо густих розчинів, процеси теплообміну в режимі випаровування з міжфазної поверхні мають ряд особливостей у порівнянні з теплообміном в стікаючих плівках води, або навіть слабкоконцентрованих розчинів. По-перше, в загальноприйнятому сенсі за ламінарного руху відсутнє поперечне перемішування, а випаровування розчинника з поверхні плівки призводить до утворення біля міжфазної поверхні тонкого прошарку, концентрація якого перевищує середнє значення, оскільки механізм вирівнювання концентрації лише за рахунок молекулярної дифузії надзвичайно повільний. По-друге, температура кипіння розчину згідно із законом Рауля, перевищує температуру пари над киплячою рідиною і ця різниця тим більша, чим більша концентрація розчину. По-третє, при випаровуванні води з поверхні висококонцентрованого розчину темп падіння щільності зрошення значно менше темпу зростання в'язкості, оскільки по довжині каналу щільність зрошення зменшується по лінійному закону, а зростання в'язкості – по експоненціальному. Зважаючи на те, що у виразі для товщини ламінарної плівки має місце добуток щільності зрошення на в'язкість, середня товщина плівки в міру випаровування розчинника по довжині каналу повинна зростати, оскільки вплив другого фактора переважає перший. Тому механізм розривання плівки, як основної причини стрімкого падіння інтенсивності тепловіддачі, внаслідок дії сили Марангоні у поєднанні з поверхневими силами, що розглянуто в розділі №2, для густих концентрованих плівок розчинів не може реалізуватись, оскільки товщина плівки постійно зростає.

Графічна ілюстрація режиму погіршення тепловіддачі в трубі довжиною 9 м діаметром 30 мм, при випаровуванні з плівки цукрового розчину за малої щільності зрошення [136] наведена на рис. 7.2 .

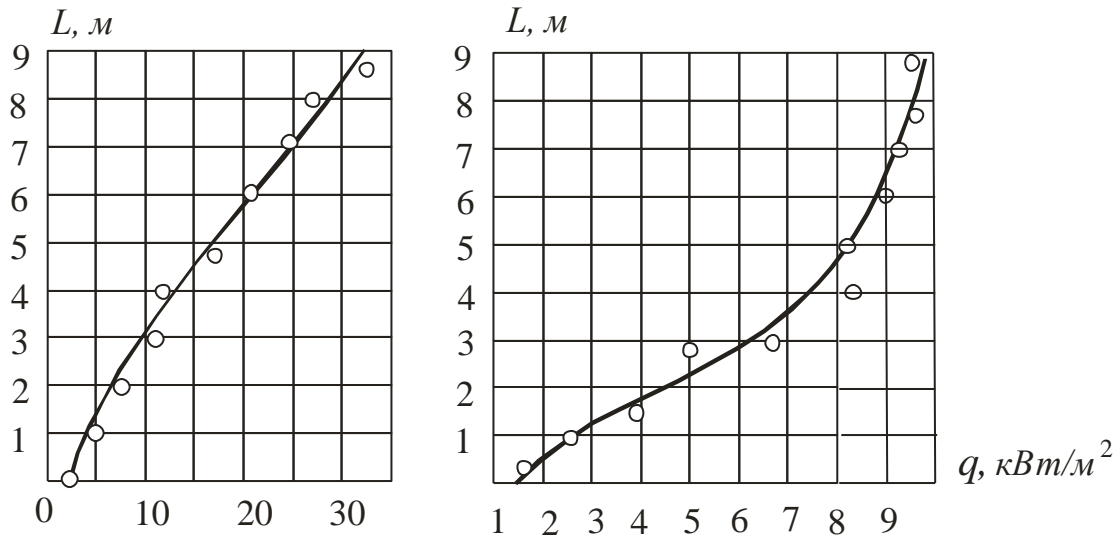


Рис. 7.2. Розподілення теплового потоку по висоті труби під час концентрування цукрового сиропу. (Дані [136]).

а – $\Gamma_{\text{вх}} = 0,108$ кг/м с, $\text{CP}_{\text{вх}} = 35\%$; б – $\Gamma_{\text{вх}} = 0,1$ кг/м с, $\text{CP}_{\text{вх}} = 60\%$, $t = 100$ °С,

Зростання товщини густих концентрованих плівок розчинів в процесі руху по вертикальній поверхні в режимі випаровування з міжфазної поверхні можна підтвердити простим розрахунком. Так, в разі концентрування розчину щільність зрошення по довжині падає по закону

$$\Gamma_v(x) = \Gamma_{v0} - \frac{q(x)x}{\rho_1 r}, \quad (7.1)$$

а зростання концентрації, відповідно, як

$$\text{CP}(x) = \frac{\text{CP}_o \Gamma_{v0}}{\Gamma_{v0} - \frac{q(x)x}{\rho_1 r}}. \quad (7.2)$$

За параболічного профілю швидкості в ламінарній плівці та рівномірно розподіленої по товщині в'язкості товщина плівки записується як

$$\delta(x) = \sqrt[3]{\frac{3 \Gamma_v(x) \nu(x)}{g}}. \quad (7.3)$$

Залежність в'язкості цукрового розчину концентрацією до 80 % довільної чистоти Db від концентрації та температури можна виразити залежністю Д.Е.Сініта-Радченка [167]

$$\nu(x) = 10^{-9} 10^{F(x)}, \quad (7.4)$$

$$\text{де } F(x) = A + B \left(\frac{1,9 \cdot 10^5}{Db \cdot CP(x)} - 18 \right)^C; \quad A = \left[0,6688 - \frac{98,4}{T} \right]^{-1}; \quad B = \frac{2,357 \cdot 10^{12}}{T^{4,44}};$$

$C = 2,45 \cdot 10^{-3} T - 1,771$; T – абсолютна температура.

Оскільки для слабкокцентрованих розчинів по довжині каналу в результаті випаровування темп падіння щільності зрошення переважає темп падіння в'язкості, а за великих концентрацій – навпаки, функція $\Gamma_v(x) \nu(x)$ повинна мати екстремум (мінімум) по x . Відстань, на якій має місце екстремум, залежить від теплового потоку, початкової концентрації та витрати розчину і знаходиться з умови

$$\frac{d[\Gamma_v(x) \nu(x)]}{dx} = 0. \quad (7.5)$$

Результати розрахунку критичної концентрації для цукрового розчину чистотою 98% (а), та реального сиропу з чистотою 92% (б) за співвідношеннями (7.1, 7.2, 7.3, 7.4, 7.5) наведено на рис.7.3

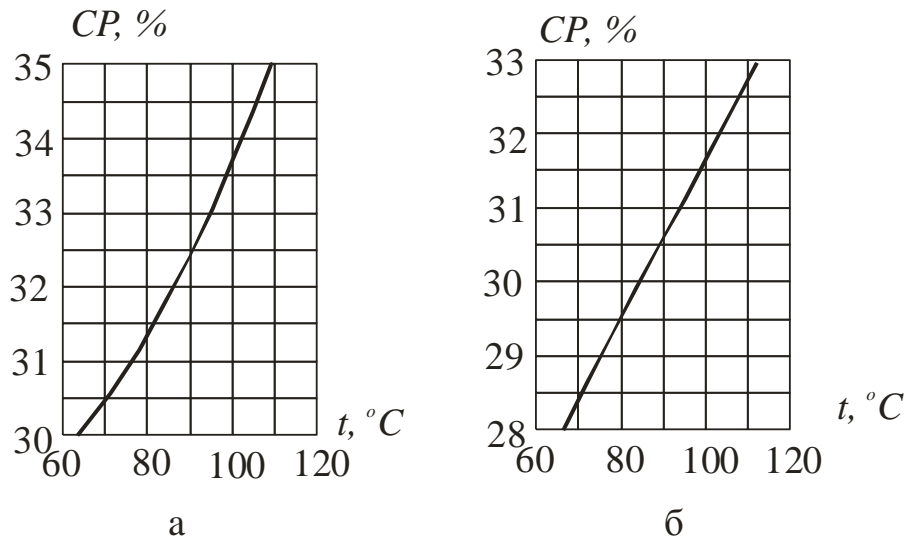


Рис. 7.3. Залежність критичної концентрації від температури.

а) цукровий розчину (Дб = 98%); б) реальний цукровий сироп (Дб = 92 %).

Таким чином, в плівкових випарних апаратах хвостової частини ВУ, які експлуатуються при концентраціях сиропу від 35 до 75%, по всій довжині труби має місце потовщення плівки в процесі її концентрування навіть в умовах наявності супутнього потоку пари, швидкість якої незначна внаслідок малих температурних напорів і, відповідно, теплових потоків.

Отже, механізм режиму погіршення тепловіддачі під час випаровування рідини з плівки густих розчинів, що рухаються по вертикальній поверхні, відрізняється від кризового режиму теплообміну для плівок води, або інших чистих рідин.

7.2. Моделювання концентраційного поля в густих плівках в режимі випаровування з міжфазної поверхні

Якщо з поверхні плівки розчину випаровується розчинник, а режим руху плівки, внаслідок високої в'язкості, ламінарний, на міжфазній поверхні повинен формуватися прошарок плівки з підвищеною концентрацією. У цьому випадку,

по-перше, виникають поперечні градієнти концентрації та в'язкості, що призводить до спотворення усталеного профілю швидкості, а по-друге, підвищується температура кипіння на міжфазній поверхні внаслідок зростання величини фізико-хімічної температурної депресії, яка перевищує середнє значення відповідно до середньої концентрації у плівці. Враховуючи, що плівкові випарні апарати експлуатуються при малій наявній різниці температур (5 – 10 °С), яка співрозмірна з величиною фізико-хімічної температурної депресії для густих сиропів, останній фактор має суттєвий вплив на процеси теплоперенесення в густих висококонцентрованих плівках розчинів під час пароутворення.

Для з'ясування цього питання розглянемо елемент плоскої, догрітої до температури насичення плівки густого розчину, з поверхні якої внаслідок підведення теплоти випаровується розчинник (вода).

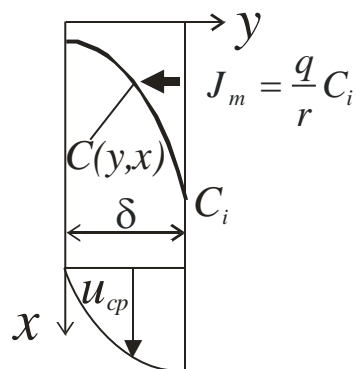


Рис. 7.4. Схема розподілу концентрації в плівці з випаровуванням з міжфазної поверхні.

Вода з поверхні плівки випаровується з масовою швидкістю $\frac{q}{r}$, а міжфазна поверхня, в результаті зникнення розчинника, рухається у напрямку стінки зі швидкістю $\frac{q}{r\rho}$. Концентрація на поверхні плівки ($y = \delta$) визначається як $C_i = C(\delta, x)$, а нормальний до поверхні плівки потік маси розчиненого компонента –

$J_m = \frac{q}{r} C_i$. З міжфазної поверхні сухі речовини дифундують вглибину плівки завдяки дифузії (молекулярній, або турбулентній), а умова рівноваги потоків на міжфазній поверхні виразиться через градієнт концентрації та коефіцієнт дифузії

$$-D_m \frac{\partial C(\delta, x)}{\partial y} = \frac{q}{r\rho} C(\delta, x) \quad (7.6)$$

Вираз (7.6) являє собою граничну умову на міжфазній поверхні плівки до задачі отримання поля концентрацій з рівняння конвективної дифузії

$$u \frac{\partial C(x, y)}{\partial x} = D_m \frac{\partial^2 C(x, y)}{\partial y^2} \quad (7.7)$$

Теплообмінна поверхня, по якій рухається плівка, непроникна для потоку маси, тому градієнт концентрації на твердій теплообмінній поверхні виразиться, як

$$\frac{\partial C(0, x)}{\partial y} = 0 \quad (7.8)$$

Якщо швидкість рідини в перерізі плівки прийняти постійною, осередненою по товщині, сформульована задача має точний розв'язок [182], а вид отриманої функції буде залежати від початкового розподілу концентрації на початку процесу випаровування $f_o(y, 0)$, тобто

$$C(x, y) - C_o = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos \mu_n \frac{y}{\delta} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D_m x}{u \delta^2}\right) \frac{2}{\delta} \int_0^{\delta} f_o(y, 0) \cos \mu_n \frac{y}{\delta} dy \quad (7.9)$$

Якщо розглядати процес наростання концентрації в плівці в умовах циклічного перемішування плівки великими хвилями, кожний цикл починається

із рівномірно розподіленої балансової концентрації C_o , тоді початкові умови формулюються як

$$x = 0; \quad C(y,0) = C_o, \quad (7.10)$$

а розв'язок задачі (7.6, 7.7, 7.8, 7.10) методом Фур'є набуває вигляду

$$C(x,y) - C_o = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos \mu_n \frac{y}{\delta} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D_m x}{u \delta^2}\right). \quad (7.11)$$

Характеристичне рівняння для отримання власних чисел μ_n запишеться як

$$\operatorname{ctg} \mu_n = \frac{\mu_n}{Pe_{mv}}, \quad (7.12)$$

де $Pe_{mv} = \frac{q \delta}{r \rho D_m}$ – масообмінне число Пекле, виражене через швидкість випаровування $\frac{q}{r \rho}$.

Графічна інтерпретація розподілу концентрації в перерізі плівки на різній відстані x за умови використання шести перших членів ряду (7.11) наведена на рис. 7.5

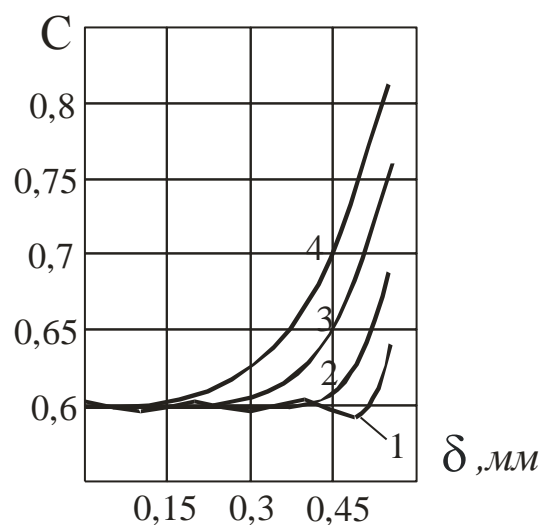


Рис.7.5. Графіки розподілення концентрації цукрового розчинув перерізі плівки. Початкова концентрація та температура цукрового розчину: $CP = 60\%$, $t = 80\text{ C}$; тепловий потік $q = 5,14\text{ кВт/м}^2$.

$$\Gamma_v = 0,15 \cdot 10^3 \frac{\text{М}^2}{\text{с}}; \nu = 3,92 \cdot 10^{-6}; \rho = 1260; D = 1 \cdot 10^9; r = 2308.$$

$$1 - x = 0,1\text{ м}; 2 - 0,8; 3 - 2,5; 4 - 5; Pe_{mv} = 1$$

$$\mu_1 = 0,8603; \mu_2 = 3,4256; \mu_3 = 6,4373; \mu_4 = 9,5293; \mu_5 = 12,6453; \mu_6 = 15,7713.$$

Концентрацію на міжфазній границі $C(x, \delta)$, або просто C_i знаходимо із ряду (7.11) за умови $y = \delta$

$$C(x, \delta) - C_o = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n \cos \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D_m x}{\bar{u} \delta^2}\right). \quad (7.13)$$

Розв'язки (7.11, 7.13), крім незручності у використанні, оскільки кожному значенню теплового потоку та товщини плівки відповідає свій набір власних чисел μ_n , розрахованих за співвідношенням (7.12), справедливі за умови $q = const$. В реальних випарних апаратах поверхня теплообміну нагрівається водяною парою, тому в міру зростання концентрації і, відповідно, фізико-хімічної температурної депресії, тепловий потік вздовж поверхні нагрівання не залишається постійним, а зменшується пропорційно падінню корисної різниці температур; концентрація на міжфазній границі, при цьому, зростає. За даних умов, видається доцільним в граничних умовах (7.6) прийняти постійним не тепловий потік q , а величину, пропорційну добутку $q C_i$, тобто поперечний потік маси розчиненого компонента $J_m = \frac{q}{r} C_i$. В певному діапазоні концентрацій та температурного напору зазначена умова виконується майже точно. Тоді гранична умова (7.6) трансформується в

$$-D_m \frac{\partial C(\delta, x)}{\partial y} = \frac{q}{r\rho} C(\delta, x) \approx \frac{J_m}{\rho} = const, \quad (7.14)$$

а розв'язок (7.7) за граничних умов (7.8, 7.10, 7.14) набуває вигляду [182]

$$C(\eta, \xi) = C_o + \frac{2J_m}{\rho D_m} \sqrt{\frac{D_m x}{u}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\delta-y)^2 u}{4D_m x}\right) - \frac{(\delta-y)}{2\sqrt{D_m \frac{x}{u}}} \operatorname{erfc}\left(\frac{(\delta-y)}{2\sqrt{D_m \frac{x}{u}}}\right) \right\}. \quad (7.15)$$

Графічна інтерпретація співвідношень (7.11, 7.15) наведена на рис.7.6 .

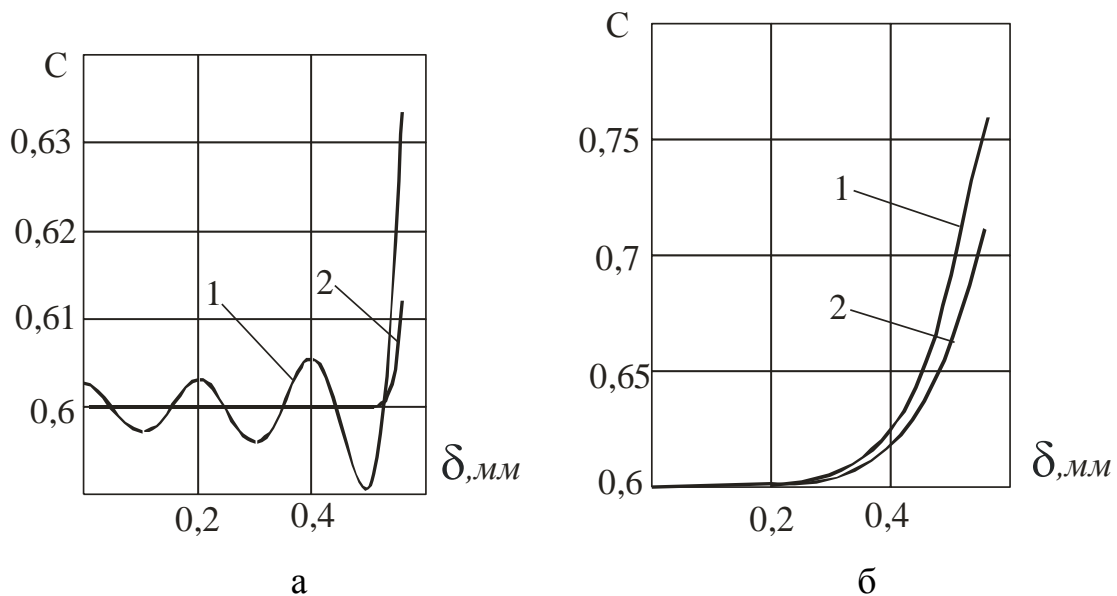


Рис. 7.6. Розрахункова залежність розподілення концентрації в перерізі плівки при початковій концентрації 60%.

$$\Gamma_v = 0,15 \cdot 10^3 \frac{M^2}{c}; \quad v = 3,92 \cdot 10^{-6} \frac{M^2}{c}; \quad \rho = 1260 \frac{K\mathcal{Z}}{M^3}; \quad D_m = 1 \cdot 10^9 \frac{M^2}{c}; \quad r = 2308 \frac{K\mathcal{D}\mathcal{J}\mathcal{C}}{K\mathcal{Z}};$$

$$q = 5,14 \frac{K\mathcal{B}t}{M^2}.$$

а. $x = 0,05$ м; 1 – розрахунок за (7.11), 2 – за (7.15)

б. $x = 2,5$ м; ; 1 – розрахунок за (7.11), 2 – за (7.15)

В безрозмірному вигляді співвідношення (7.15) запишеться як

$$C(\eta, \xi) = C_o + \frac{2J_m \delta}{\rho D_m} \sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(1-\eta)^2}{\frac{16\xi}{Pe_m}}\right) - \frac{(1-\eta)}{2\sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}}} \operatorname{erfc}\left(\frac{(1-\eta)}{2\sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}}}\right) \right\}, \quad (7.16)$$

де $Pe_m = \frac{4\Gamma_v}{D_m}$ – число Пекле дифузійне.

Середню концентрацію, за умови $u(\eta) = \bar{u} = const$, отримуємо інтегруванням (11) по товщині плівки

$$C_{cp}(\xi) = C_o + \frac{J_m \delta}{\rho D_m} \left(\frac{8\xi}{Pe_m} - \frac{4\xi}{Pe_m} + \frac{1}{2} \right) \operatorname{erf}\left(\frac{1}{4} \sqrt{\frac{Pe_m}{\xi}}\right) + \frac{2J_m \delta}{\rho D_m \sqrt{\frac{Pe_m}{\xi}}} \exp\left(-\frac{Pe_m}{16\xi}\right) - \frac{J_m \delta}{2\rho D_m}, \quad (7.17)$$

а концентрацію на міжфазній границі $C_i(\xi)$ – безпосередньо з рівняння (7.16) при $\eta = 1$, тобто

$$C_i(\xi) = C_o + \frac{4J_m \delta}{\rho D_m \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\xi}{Pe_m}}. \quad (7.18)$$

Середня в діапазоні $0 - \xi$ концентрація на міжфазній поверхні відповідає виразу

$$\bar{C}_i = \frac{1}{\xi} \int_0^\xi C_i(\xi) d\xi = C_o + \frac{8Pe_m J_m \delta}{3\sqrt{\pi} \rho D_m \xi} \sqrt{\left(\frac{\xi}{Pe_m}\right)^3}. \quad (7.19)$$

7.3. Вплив перерозподілу концентрації в стікаючій по вертикальній поверхні плівці розчину під час випаровування на гідродинамічну структуру плівки

В густих висококонцентрованих плівках розчину за ламінарного режиму руху незначна зміна концентрації супроводжується значними змінами в'язкості,

тому перерозподіл концентрації по перерізу плівки суттєво деформує профіль швидкості і спричиняє зміну гідродинамічних параметрів.

В роботі [198], теоретично показано, що зміна в'язкості, викликані поперечним температурним градієнтом у ламінарній стікаючій по вертикальній поверхні плівці в режимі нагрівання, призводить до зменшення товщини плівки, і, як наслідок, збільшення інтенсивності тепловіддачі пропорційно комплексу

$\left(\frac{\nu}{\nu_{cm}}\right)^{1/3}$. При цьому, залежність зміни в'язкості в перетині плівки апроксимовано

гіперболою [198]. Подібний аналіз виконано в [199], де в'язкість в перетині плівки вибиралась як функція температури, а рівняння руху та енергії для стабілізованого руху плівки розв'язувались чисельно. Як і в попередньому випадку показано, що перерозподіл в'язкості призводить до падіння товщини плівки, а зростання інтенсивності тепловіддачі пропорційно комплексу

$\left(\frac{Pr}{Pr_{cm}}\right)^{1/4}$ [199]. В роботі [200] виконано теоретичне дослідження розподілення

швидкості та температури на вхідній ділянці з неусталеним режимом руху плівки під час нагрівання з поперечним розподілом в'язкості у вигляді експоненціальної функції залежно від температури. Початкові умови на вході в канал задавалися параболічним профілем швидкості. В результаті чисельного інтегрування рівнянь руху та енергії плівки отримано, що під час нагрівання товщина плівки зменшувалася, а профіль повздовжньої швидкості витягувався, а при охолодженні – навпаки.

В разі випаровування води з поверхні насиченої до температури кипіння плівки розчину повздовжня температура не змінюється, поперечний температурний градієнт незначний, але має місце нерівномірність розподілу концентрації, особливо в області міжфазної поверхні, що викликає нерівномірність розподілу в'язкості. В роботі [121] виконано аналіз впливу нерівномірності розподілу концентрації на теплогідродинамічні параметри плівки під час концентрування в плівковому режимі морської солі. Але, в дослідях [121] концентрація солі на вході у випаровувальний канал становила 7% та 14 %, а

ступінь випаровування відповідно 28% та 27%, тому значної зміни концентрації в процесі випаровування не викликало, а отже врахування нерівномірності розподілу концентрації в плівці практично не вплинуло на величину коефіцієнта тепловідачі.

Щодо умов концентрування цукрових розчинів, відповідно до кривих наведених на рис.7.6 б, при значних вхідних концентраціях внаслідок повільного механізму вирівнювання концентрації за рахунок лише молекулярної дифузії вже на відстані 2,5 м концентрація сиропу на поверхні плівки суттєво перевищує концентрацію в пристінній області, що повинно відобразитись на теплогідродинамічних характеристиках стікаючих плівок.

Оцінимо вплив нерівномірності перерозподілу концентрації на гідродинамічні параметри плівки порівнянням розв'язків рівнянь руху в умовах рівномірно розподіленої та викривленої за співвідношенням (7.16) концентрації.

В разі ізотермічного руху $\mu(\eta) = const$ розв'язком рівняння руху для вільно-стікаючої плівки в усталеному режимі

$$\rho g \delta^2 (1 - \eta) = \mu \frac{du}{d\eta}$$

є парабола

$$u = \frac{\rho g \delta^2}{\mu} \left(\eta - \frac{\eta^2}{2} \right) .$$

Якщо рух плівки не супроводжується перемішуванням, відповідно до (7.16) профіль концентрації викривляється зі збільшенням довжини перебігу плівки. Приклад розрахунку профілей концентрації та кінематичної в'язкості для цукрового розчину з початковою концентрацією 60 % за умови випаровування з вільної поверхні при початковому тепловому потоці 5,14 кВт/м² зображено на рис. 7.7.

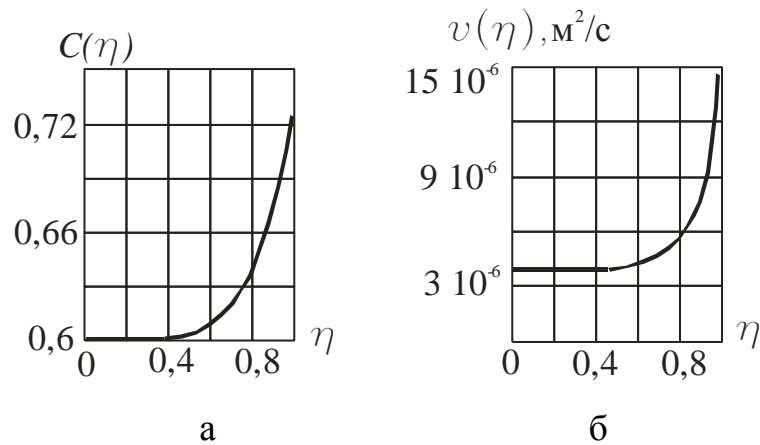


Рис. 7.7. Зміна в'язкості в перерізі плівки за співвідношеннями (3, 4) на відстані 1 м від входу на ділянку випаровування цукрової розчину з початковою концентрацією 60%, температурою 80°C , $\xi = 5000$ $x=2,8$ м

Витрата розчину - $\Gamma_v = 0,15 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; тепловий потік - $q = 5,14 \text{ кВт}/\text{м}^2$; товщина плівки - $\delta = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}$; $Re = 153$; $u = 0,265 \text{ м}/\text{с}$.

Профіль в'язкості, зображений на рис.7.7, може бути апроксимовано залежністю

$$\mu = \mu_o + A\eta^n \quad (7.20)$$

де μ_o , μ_i – мінімальне та максимальне значення в'язкості на стінці та міжфазній поверхні, відповідно; $A = \mu_i - \mu_o$ – максимальна наявна різниця в'язкостей.

Позначивши $B = \frac{\mu_i}{\mu}$, та $A = B\bar{\mu} - \mu_o$, виконавши інтегрування

$$\bar{\mu} = \int_0^1 [\mu_o + (B\bar{\mu} - \mu_o)\eta^n] d\eta = \mu_o + \frac{B\bar{\mu} - \mu_o}{n+1},$$

знаходимо мінімальне значення в'язкості на стінці

$$\mu_o = \bar{\mu} \left(\frac{n+1}{n} - \frac{B}{n} \right),$$

а вираз (7.20) набуває вигляду

$$\mu = \bar{\mu} \left(\frac{n+1}{n} - \frac{B}{n} \right) + \bar{\mu} \left(\frac{n+1}{n} B - \frac{n+1}{n} \right) \eta^n. \quad (7.21)$$

Графіки профілей в'язкості при різних значеннях показника степеню n зображено на рис. 7.8

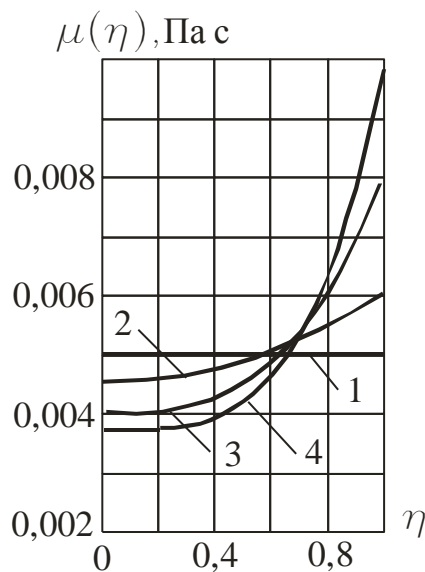


Рис.7.8. Профілі в'язкості за співвідношенням (7.21).

2 – $n = 2$, $B = 1,2$; 3 – $n = 3$, $B = 1,6$; 4 – $n = 4$, $B = 2,0$. 1 – $\mu_{cp} = 5000 \times 10^{-6}$ Па·с

Як видно з рис. 7.8 співвідношення (7.21) при значеннях показника степеню n від 2 до 4 наближено апроксимують профіль в'язкості на різній відстані від входу. Позначивши $B_1 = \frac{n+1}{n} - \frac{B}{n}$, $B_2 = \frac{n+1}{n}(B-1)$ рівняння руху за вільного усталеного стікання по вертикальній поверхні набуває вигляду

$$\delta^2 \rho g (1 - \eta) = \bar{\mu} (B_1 + B_2 \eta^n) \frac{du}{d\eta}. \quad (7.22)$$

Розподіл швидкості в плівці отримаємо інтегруванням (7.22) по товщині за умови, що при $\eta = 0$, $u = 0$. Вигляд функції розподілу профілю швидкості залежить від форми кривої зміни в'язкості в перерізі плівки, яка визначається показником степеню n . За умови $n = 2$ за вільного стікання профіль швидкості, як результат інтегрування співвідношення (7.22), має вигляд

$$u(\eta) = \frac{\delta^2 \rho g}{B_2 \mu} \left\langle \frac{1}{c} \operatorname{arctg} \frac{\eta}{c} - \frac{1}{2} \ln(c^2 + \eta^2) + \frac{1}{2} \ln c^2 \right\rangle, \quad (7.23)$$

де $B_1 = \frac{3}{2} - \frac{B}{2}$; $B_2 = \frac{3}{2}B - \frac{3}{2}$; $c = \sqrt{\frac{B_1}{B_2}}$.

Якщо $n = 3$, профіль швидкості запишеться як

$$u(\eta) = \frac{\delta^2 \rho g}{B_2 \mu} \left\langle \frac{1}{6a^2} \ln \frac{(a + \eta)^2}{a^2 - a\eta + \eta^2} + \left(\frac{1}{a^2 \sqrt{3}} - \frac{1}{a \sqrt{3}} \right) \operatorname{arctg} \frac{2\eta - a}{a \sqrt{3}} - \frac{1}{6a} \ln \frac{a^2 - a\eta + \eta^2}{(a + \eta)^2} + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{a \sqrt{3}} - \frac{1}{a^2 \sqrt{3}} \right) \operatorname{arctg} \frac{-1}{\sqrt{3}} \right\rangle; \quad (7.24)$$

де $B_1 = \frac{4}{3} - \frac{B}{3}$; $B_2 = \frac{4}{3}B - \frac{4}{3}$; $a = \sqrt[3]{\frac{B_1}{B_2}}$.

Відповідно, якщо $n = 4$, отримаємо

$$u(\eta) = \frac{\delta^2 \rho g}{\mu B_2} \left\langle \frac{1}{4b^3 \sqrt{2}} \ln \frac{\eta^2 + \eta b \sqrt{2} + b^2}{\eta^2 - \eta b \sqrt{2} + b^2} + \frac{1}{2\sqrt{2}b^3} \operatorname{arctg} \left(\frac{\eta \sqrt{2}}{b} + 1 \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}b^3} \operatorname{arctg} \left(\frac{\eta \sqrt{2}}{b} - 1 \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2b^2} \operatorname{arctg} \frac{\eta^2}{b^2} \right\rangle \quad (7.25)$$

де $B_1 = \frac{5}{4} - \frac{B}{4}$; $B_2 = \frac{5}{4}B - \frac{5}{4}$; $b = \sqrt[4]{\frac{B_1}{B_2}}$

Графічна інтерпретація отриманих профілей швидкості за співвідношеннями (7.23, 7.24, 7.25) наведена на рис. 7.9

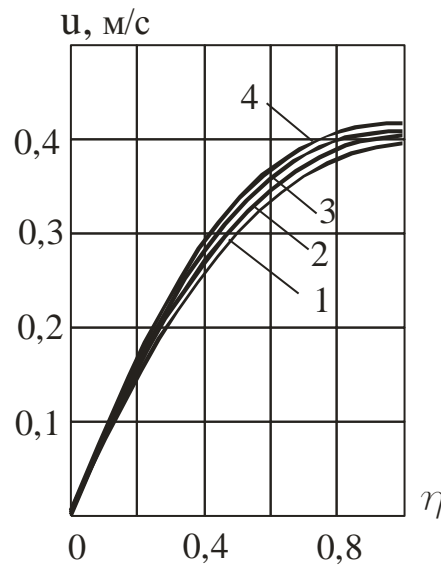


Рис.7.9. Профілі швидкості за різного розподілу в'язкості в плівці при $J_v = 0,15 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{с}$,
 $2 - n = 2, B = 1,2$; $3 - n = 3, B = 1,6$; $4 - n = 4, B = 2,0$. $1 - \mu_{cp} = 5000 \cdot 10^{-6} \text{ Па с}$

Товщина плівки є функцією середньої швидкості, яка знаходиться як середньоінтегральна від отриманих співвідношень для розподілу швидкості для кожного значення показника степеню n за співвідношенням

$$\delta = \frac{\Gamma_v}{u_{cp}} = \frac{\Gamma_v}{\int_0^1 u(\eta) d\eta}. \quad (7.26)$$

Результати розрахунку середньої товщини плівки в залежності від витрати рідини за різного розподілу в'язкості в перерізі плівки наведено на рис. 7.10

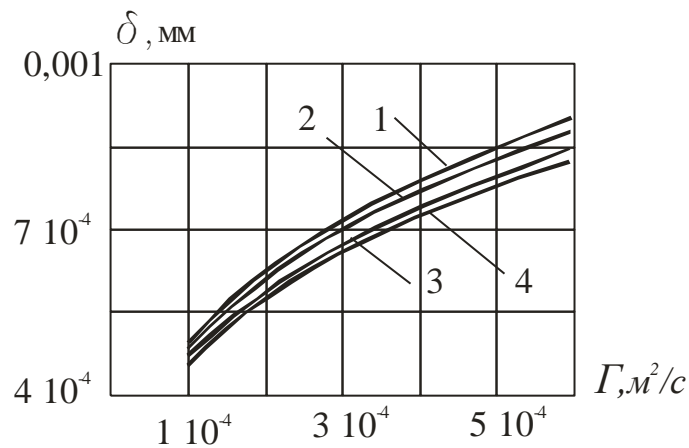


Рис.7.10. Залежність товщини плівки від витрати рідини за умови різного розподілу в'язкості в перерізі плівки. 2 – $n = 2$, $B = 1,2$; 3 – $n = 3$, $B = 1,6$; 4 – $n = 4$, $B = 2,0$. 1 – $\mu_{cp} = 5000 \times 10^{-6}$ Па с.

Таким чином, перерозподіл в'язкості зі зростанням у напрямку міжфазної поверхні призводить до зменшення товщини плівки у порівнянні з товщиною за умови рівномірно розподіленої в'язкості.

7.4. Вплив нерівномірності розподілу концентрації в плівці з розвинутою хвильовою структурою на теплообмін під час пароутворення

Внаслідок нерівномірності розподілу концентрації та її максимального значення на міжфазній границі відповідно до закону Рауля температура кипіння на зовнішній границі плівки підвищиться, що призведе до падіння корисної різниці температур і теплового потоку. Якщо температура стінки достатня для утворення парової бульбашки, виникають сприятливі умови для поверхневого кипіння, що активізує процес перемішування плівки та вирівнювання концентрацій. Якщо ні, при відсутності перемішування виникне режим погіршення тепловіддачі.

Розвиток температурного та концентраційного полів підпорядкований рівнянням теплопровідності та дифузії, які мають однаковий вигляд, але коефіцієнти теплопровідності та дифузії відрізняються на два порядки.

Тому температурне поле у порівнянні з концентраційним вирівнюється майже миттєво. Температура зовнішньої поверхні плівки дорівнює температурі пари плюс фізико-хімічній температурній депресії у відповідності до концентрації сухих речовин на міжфазній поверхні $C_i(x)$. (в частках від одиниці). Залежність величини температурної депресії від температури насичення відома і має вигляд

$$\Delta t_{fc} = 16,22 \frac{T^2}{r} \Delta t_{100}, \quad (7.27)$$

де Δt_{100} – температурна депресія при атмосферному тиску. Для цукрових розчинів в діапазоні концентрацій 37...75 % величину Δt_{100} можна визначити з рівняння Демчука

$$\Delta t_{100} = \frac{C_i(x)}{a - bC_i(x)} \quad (7.28)$$

де $a = 0,62655$; $b = 0,695$;

Залежність фізико-хімічної депресії від масової концентрації в діапазоні $0,75 < CP < 0,9$ %; надамо поліномом, як апроксимацію відповідного рівняння Демчука в даному діапазоні концентрацій

$$\Delta t_{100} = (1156,9 - 6322C + 1,3 \cdot 10^4 C^2 - 11920C^3 + 4134C^4). \quad (7.29)$$

Тоді функція підвищення температури кипіння на міжфазній поверхні в діапазоні концентрацій $0,75 < CP < 0,9$ (в частках від одиниці); виразиться як

$$R_{dep}(\xi) = (1156,9 - 6322C_i(\xi) + 1,3 \cdot 10^4 C_i^2(\xi) - 11920C_i^3(\xi) + 4134C_i^4(\xi)) 16,22 \frac{T^2}{r}, \quad (7.30)$$

де $C_i(\xi) = C_o + \frac{4J_m \delta}{\rho D \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\xi}{Pe_m}}$, $J_m = \frac{q(\xi)}{r} C_i(\xi)$,

а температура міжфазної поверхні як

$$t_i(\xi) = t_{sat} + R_{dep}(\xi). \quad (7.31)$$

Для ламінарної плівки в режимі вільного стікання температурне поле в умовах періодичного збурення поверхні плівки великими хвилями ідентифікується отриманим в розділі № 5 рівнянням (5.54). Тоді, оскільки, $\theta(\eta, \xi) = \frac{t(\eta, \xi) - t_i(\xi)}{t_{cm} - t_i(\xi)}$,

запишемо

$$t(\eta, \xi) = t_i(\xi) + (t_{cm} - t_i(\xi))\theta(\eta, \xi), \quad (7.32)$$

де $\theta(\eta, \xi) = \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) (\eta^2 - \eta) - \eta + 1.$

Зважаючи на те, що висококонцентровані плівки мають значну в'язкість, має місце як уповільнення руху поверхневих великих хвиль, так і зменшення інтенсивності центрального вихора, оскільки рух великих хвиль в густих сиропх по формі нагадує переміщення серповидних напливів [191]. За даних умов можна припустити, що температурний “провал” внаслідок проходження великої хвилі обмежений граничною температурною кривою при $\xi = \xi_m$ (5.46), тому вираз (7.32) розглядаємо в області $\xi \geq \xi_m$.

Розподіл температури в перерізі плівки, враховуючи (7.31), запишемо як

$$t(\eta, \xi) = t_{sat} + R_{dep}(\xi) + (t_{cm} - t_{sat})\theta(\eta, \xi) - R_{dep}(\xi)\theta(\eta, \xi),$$

або

$$t(\eta, \xi) = t_{sat} + (t_{cm} - t_{sat})\theta(\eta, \xi) + R_{dep}(\xi)(1 - \theta(\eta, \xi)). \quad (7.33)$$

Тепловий потік на стінці знаходимо з умови $q_{cm}(\xi) = -\frac{\lambda}{\delta} \frac{dt(\eta, \xi)}{d\eta} \Big|_{\eta=0}$, тоді

$$q_{cm}(\xi) = -\frac{\lambda}{\delta} \frac{dt(\eta, \xi)}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{\lambda}{\delta} \left\langle \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe}(\xi_m - \xi)\right) + 1 \right\rangle [t_{cm} - t_{sat} - R_{dep}(\xi)]. \quad (7.34)$$

Оскільки ξ відраховуємо від ξ_m , вираз для $R_c(\xi)$ в діапазоні концентрацій до 75% ($C \leq 0,75$) запишемо як

$$R_{dep}(\xi) = \frac{C_o + \frac{4J_m \delta}{\rho D \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\xi - \xi_m}{Pe_m}}}{a - b \left(C_o + \frac{4J_m \delta}{\rho D \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\xi - \xi_m}{Pe_m}} \right)} 16,22 \frac{T^2}{r}, \quad (7.35)$$

а в діапазоні $0,75 < C < 0,9$, як

$$R_{dep}(\xi) = \left(\frac{1156,9 - 6322C_i(\xi - \xi_m) + 1,3 \cdot 10^4 C_i^2(\xi - \xi_m) - 11920C_i^3(\xi - \xi_m) +}{+ 4134C_i^4(\xi - \xi_m)} \right) 16,22 \frac{T^2}{r} \quad (7.36)$$

За наявності швидкості пари над поверхнею плівки, відповідно до висновків розділу 6, має місце пригнічення фізико-хімічної температурної депресії, що враховується введенням співмножника (6.8) до $R_{dep}(\xi)$, а саме

$$H_{dep} = \exp\left(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe}\right), \quad (7.37)$$

походження якого розглянуто у розділі 6.

Тоді функція падіння температурного напору внаслідок дії фізико-хімічної депресії на міжфазній границі за наявності руху пари над її поверхнею, запишеться як $R_{dep}(\xi)H_{dep}$, а вираз для теплового потоку на стінці в період між проходженням великих хвиль матиме вигляд

$$q_{cm}(\xi) = \frac{\lambda}{\delta} \left\langle \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe}(\xi_m - \xi)\right) + 1 \right\rangle [t_{cm} - t_{sat} - R_{dep}(\xi)H_{dep}] \quad (7.38)$$

На рис. 7.11 наведено результати розрахунку циклічної, відповідно до частоти проходження великих хвиль (напливів), зміни теплового потоку по довжині труби довжиною 9 м на відрізьку 1 м (від 4 до 5 м) до плівки цукрового розчину високої концентрації в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

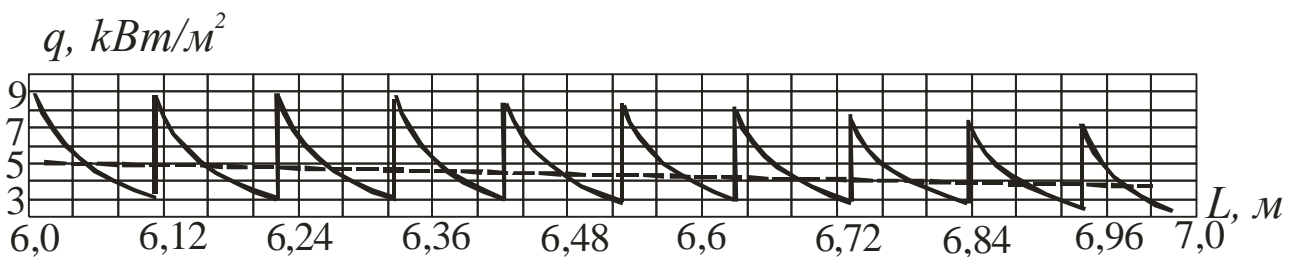


Рис.7.11. Розподілення теплового потоку до плівки цукрового розчину високої концентрації по довжині труби довжиною 9 м на ділянці труби 1 м (від 4 до 5 м) в режимі випаровування з міжфазної поверхні. Вхідні параметри кільцевого двофазового потоку на відстані 4 м від входу: концентрація $CP_{II} = 75,5\%$, щільність зрошення $\Gamma_v = 0,061 \cdot 10^{-3}$, швидкість пари – 3,8 м/с, $t_{cm} = 117\text{ }^\circ\text{C}$, $t_{sat} = 100\text{ }^\circ\text{C}$.

Осереднення теплового потоку в інтервалі, обмеженого двома великими хвилями, здійснюється в межах $\xi_v - \xi_m$ для кожного хвильового циклу, тобто

$$q_{cm}^{cp.xv} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_{cm}(\xi) d\xi \quad (7.39)$$

Параметри ξ_m , ξ_v розраховуються за співвідношеннями (5.38) та $\xi_v - \xi_m = \frac{L_{x6}}{\delta}$.

Характер розподілу теплового потоку практично однозначно визначається розподілом корисного температурного напору, як функції від величини фізико-хімічної температурної депресії, яка, у свою чергу, є функцією концентрації розчину на міжфазній границі C_i , рис. 7.12

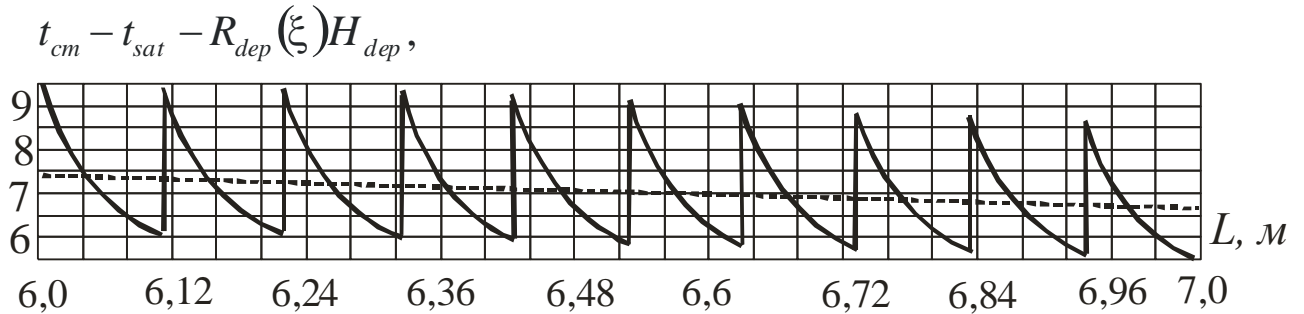


Рис.7.12. Розподілення корисного температурного напору по довжині труби по довжині труби довжиною 9 м на ділянці труби 1 м (від 4 до 5 м) в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

Вхідні параметри кільцевого двофазового потоку на відстані 4 м від входу: концентрація $CP_n = 75,5 \%$, щільність зрошення $\Gamma_v = 0,061 \cdot 10^{-3}$, швидкість пари – 3,8 м/с, $t_{cm} = 117 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_{sat} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Характер розподілу концентрації на міжфазній поверхні плівки в рамках одного хвильового циклу наведено на рис.7.13

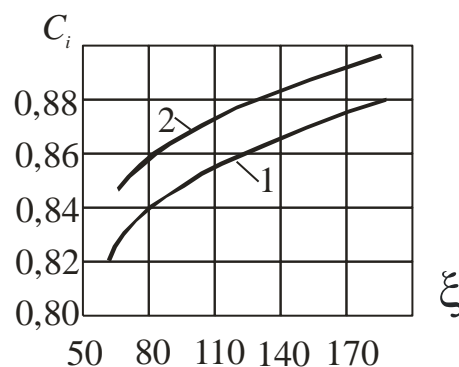


Рис. 7.13. Зміна концентрації на міжфазній поверхні C_i в межах одного хвильового циклу в 9 метровій трубі. 1– на відстані 4 м від входу, (відповідає $1^{ому}$ циклу на рис. 7.11,7.12), 2 – 5 м. (відповідає $10^{ому}$ циклу на рис. 7.11, 7.12)

Осереднення корисного температурного напору в інтервалі, обмеженого двома великими хвилями, здійснюється в межах $\xi_v - \xi_m$ для кожного хвильового циклу, тобто

$$\Delta t_{cp.xv} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} (t_w - t_{sat} - R_{dep}(\xi) H_{dep}) d\xi \quad (7.40)$$

Результати розрахунків зміни середньої товщини плівки, в'язкості та середньої концентрації на ділянці труби від 4 до 9 м наведено на рис. 7.14, а, б, в.

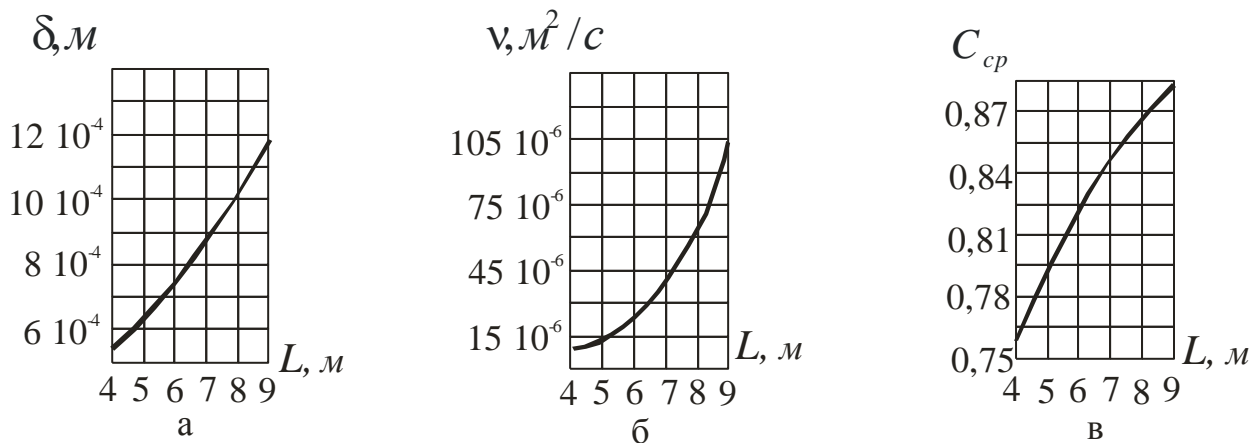


Рис. 7.14. Осереднені по довжині труби довжиною 9 м значення товщини плівки δ , в'язкості ν та концентрації C_{cp} на ділянці від 4 до 9 м.

Порівняння розрахункових та експериментальних даних з осередного для кожного хвильового циклу теплового потоку до висококонцентрованого розчину в режимі погіршення теплообміну на ділянці від 4 до 9 м труби довжиною 9 м наведені на рис. 7.15

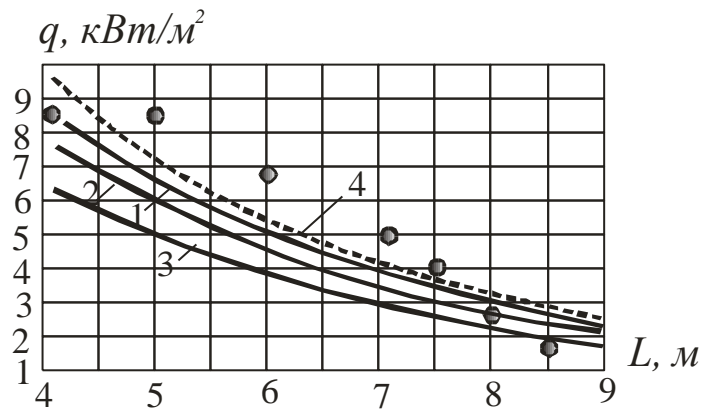


Рис. 7.15. Порівняння розрахункових та експериментальних даних з осередненого для кожного хвильового циклу теплового потоку на ділянці від 4 до 9 м. $CP_{\text{ноч}} = 75,5 \%$ $\Gamma_u = 0,061 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{с}$, $L_{\text{ноч}} = 4$ м. Швидкість пари на вході – 3,8 м/с, $t_{cm} = 117 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_{sat} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$. Експериментальні дані [136]

Лінія (1) – розрахована за співвідношеннями (7.36 – 7.39)

Лінія (2) – розрахована за по осередненій на ділянці концентрації \bar{C} з врахуванням функції пригнічення депресії H_{dep}

$$q_z = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm} - t_{sat} - R_{dep} H_{dep});$$

$$R_{dep} = (1156,9 - 6322\bar{C} + 1,3 \cdot 10^4 \bar{C}^2 - 11920\bar{C}^3 + 4134\bar{C}^4) 16,22 \frac{T^2}{r}.$$

Лінія (3) – розрахована за по осередненій за цикл концентрації на міжфазній поверхні без врахування функції пригнічення депресії

$$q_z = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm} - t_{sat} - R_{dep})$$

Лінія (4) – розрахована за співвідношенням (6.13) інтервальним методом.

Таким чином, основною причиною режиму погіршення тепловіддачі в процесі концентрування густих плівок по довжині каналу є перевищення

величини фізико-хімічної температурної депресії на міжфазній границі над середньою внаслідок нерівномірності розподілу концентрації. В меншій степені на інтенсивність теплообміну впливає зростання товщини плівки та падіння теплопровідності густого розчину в міру зростання концентрації. Модель періодичного руйнування поверхневого прошарку плівки з надвисокою концентрацією великими хвилями, які за високої в'язкості мають форму напливів, адекватно відображає процеси погіршення тепловіддачі в режимі випаровування з міжфазної поверхні, а отримане в розділі № 6 співвідношення (6.13) для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до стікаючих плівок розчинів в трубах випарних апаратів справедливе і в області надвисоких концентрацій в кризових режимах погіршення теплообміну.

Матеріали розділу № 7 опубліковані в статтях [201– 203]

Висновки до розділу 7

1. Процес концентрування густих розчинів, концентрація яких перевищує критичне значення, супроводжується потовщенням плівки, оскільки темп падіння щільності зрошення внаслідок випаровування розчинника (води) значно менше темпу зростання в'язкості по довжині випаровувального каналу.

2. За ламінарного режиму руху густих плівок випаровування води з поверхні плівки супроводжується утворенням значного градієнта концентрації на міжфазній границі за дії лише молекулярної дифузії.

3. Зростання концентрації розчину в плівці у напрямку міжфазної поверхні в процесі випаровування, призводить до “витягування” профілю швидкості за ламінарного режиму руху і, відповідно, до зменшення товщини плівки у порівнянні з відповідними характеристиками в разі рівномірно розподіленої концентрації.

4. Основною причиною режиму погіршення тепловіддачі до густих плівок по довжині випаровувального каналу є перевищення величини фізико-хімічної температурної депресії на міжфазній границі над середньою внаслідок

нерівномірності розподілу концентрації. В меншій степені на інтенсивність теплообміну впливає зростання товщини плівки та падіння теплопровідності густого розчину в міру зростання концентрації.

5. Модель теплообміну, як процес періодичного руйнування поверхневого прошарку плівки з надвисокою концентрацією великими хвилями, які за високої в'язкості мають форму напливів, адекватно відображає процеси погіршення тепловіддачі до густих плівок в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

6. Отримане в розділі № 6 співвідношення (6.13) для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до стікаючих плівок розчинів в трубах випарних апаратів справедливе і в області надвисоких концентрацій в кризових режимах погіршення теплообміну.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі сформульована нова концепція механізму теплоперенесення в кільцевих низхідних двофазних паро-рідинних потоках розчинів під час пароутворення, а на її основі розроблена та реалізована фізико-математична модель процесу теплоперенесення в плівках з розвинутою структурою великих низькочастотних хвиль, як адекватної форми руху плівки в теплообмінних каналах значної довжини. Завдання дослідження реалізовані теоретично та експериментально, основними результатами виконаної дисертаційної роботи є:

1. Обґрунтовано, що основною структурною формою міжфазної поверхні плівок, стікаючих в довгих каналах випарних апаратів, є форма, за якої по суцільному неперервному прошарку, покритому капілярними регулярними хвилями, періодично прокочуються великі низькочастотні хвилі, а у випадку течії висококонцентрованих густих розчинів – хвильові напливи.

2. Показано, що спрощена модель теплообміну з еквівалентною пласкою плівкою, за якої термічний опір тепловіддачі зосереджено в неперервному залишковому прошарку, а поверхневі великі хвилі виконують роль турбулізаторів, лише якісно відображає процеси теплообміну для води та цукрових розчинів в режимі випаровування з міжфазної поверхні. В тож же час, на базі запропонованої моделі розв'язані задачі щодо товщини неперервного прошарку, середньої товщини плівки, гідравлічного опору кільцевим низхідним двофазним потокам слабо- та висококонцентрованих цукрових розчинів під час пароутворення.

3. Відповідно до реальної форми руху плівки запропонована фізична модель теплоперенесення, за якої степінь деформації гідродинамічної структури та температурного поля плівки під час проходження великої хвилі (хвильового валу) визначається потужністю циклічного хвильового збурення, а стабілізації температурного та гідродинамічного полів в міжхвильову паузу – частотою проходження великих хвиль. Фізично дія рухомої великої хвилі на процес

теплоперенесення проявляється у тому, що її центральний вихор транспортує перегріту рідину з пристінної області в зовнішню частину плівки, а рідину із міжфазної поверхні – до стінки.

4. Турбулентність в плівках з розвиненою хвильовою структурою генерується імпульсно під час циклічного проходження великої хвилі, яка містить центральний вихор, а в міжхвильову паузу відбувається процес затухання турбулентності, а не її розвиток. Тому, вважаючи на неадекватність існуючих моделей турбулентності для плівок, запропонована спрощена фізична модель, в якій постульовано проникнення турбулентних пульсацій в пристінний ламінарний прошарок при збереженні загальної тенденції розподілу турбулентних пульсацій в перетині плівки.

5. Реалізована фізико-математична модель процесів теплоперенесення в стікаючих плівках розчинів з розвинутою хвильовою структурою як для ламінарного, так і турбулентного режимів руху плівки під час пароутворення. Надані розв'язки двовимірних диференціальних рівнянь енергії з параболічним розподілом швидкості для ламінарного режиму руху плівки та законом “1/7” – для турбулентного зі специфічними, для умов циклічного порушення гідродинамічної структури плівки великими хвилями, початковими умовами.

6. Експериментально встановлено явище часткового пригнічення фізико-хімічної температурної депресії під час обтікання поверхні киплячої плівки концентрованого розчину парою, температура якої відповідає тиску насичення над поверхнею плівки, пропорційно швидкості пари.

7. Експериментально встановлено, що характерним параметром початку поверхневого кипіння в кільцевих низхідних потоках розчинів доцільно використовувати величину перевищення температури стінки над температурою насичення Δt_{\min} (6.7), який враховує вплив тиску насичення, або розрідження та шорсткість теплообмінної поверхні на початок бульбашкоутворення. Встановлено, що відповідність параметра Δt_{\min} (6.7) початку кипіння має місце в разі існування на поверхні впадин з радіусом $R_m = 0,5 \cdot 10^{-5}$ м, що відповідає

шорсткості нових теплообмінних труб. Параметром, який адекватно характеризує інтенсифікацію тепловіддачі внаслідок поверхневого кипіння прийнято використовувати відносне перевищення фактичного температурного напору над мінімальним Δt_{\min} , (6.8).

8. Встановлено, що вплив геометричного фактора на інтенсивність тепловіддачі до низхідних паро-рідинних потоків розчинів проявляється через хвильові характеристики системи великих хвиль, які змінюються як від діаметра труб, так і їх довжини. В діапазоні зміни діаметрів труб від 20 до 34 мм на ділянці розвинутої хвильової структури вплив геометрії каналу враховано введенням співмножника K_{Ld} (6.9) до базового рівняння (6.13).

9. Встановлено, що в разі стікання по вертикальній поверхні густих плівок під час випаровування, концентрація яких перевищує критичне значення,

визначеного умовою $\frac{d}{dx} \left(\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v(x)v(x)}{g}} \right) = 0$, має місце потовщення плівки, оскільки

темп падіння щільності зрошення значно менше темпу зростання в'язкості в міру підвищення концентрації.

10. Встановлено, що основною причиною падіння теплового потоку по довжині випаровувального каналу в разі концентрування густих плівок є перевищення величини фізико-хімічної температурної депресії на міжфазній границі над середньою, внаслідок нерівномірності розподілу концентрації сухих речовин. В меншій степені на інтенсивність теплообміну впливає також потовщення плівки та падіння теплопровідності густого розчину в міру зростання концентрації.

11. Гідравлічний опір низхідним кільцевим паро-рідинним потокам слаботвисококцентрованих цукрових розчинів як в області слабкої так і сильної взаємодії фаз пропонується розраховувати за отриманим на основі проведеного експериментального дослідження універсального співвідношення (4.25), яке узагальнює як власні експериментальні дані в трубі діаметром 20 мм, так і дані інших авторів для труб діаметрами від 13 мм до 51 мм. Співвідношення (4.25)

коректне під час розрахунку коефіцієнта гідравлічного міжфазного тертя в діапазоні зміни швидкості пари до 40 м/с.

12. Проведено комплексне теоретичне та експериментальне дослідження процесів тепловіддачі до низхідних кільцевих паро-рідинних потоків слабо- та висококонцентрованих цукрових розчинів. Виявлені функціональні залежності інтенсивності тепловіддачі до низхідних плівок від витратних характеристик двофазового потоку в діапазоні зміни концентрацій сиропу до 75%, незначного тиску (до 0,8 бар) та розрідження до 0,84 бар, щільності зрошення від 0,05 кг/м с до 0,6 кг/м с, швидкості пари від 0,5 до 45 м/с, теплового потоку від 2 до 60 кВт/м² для води та від 2 до 40 кВт/м² для сиропів, температурного напору від 2 до 20 °С.

13. Результати математичного моделювання, теоретичного аналізу процесів теплоперенесення до низхідних кільцевих потоків розчинів під час пароутворення лягли в основу розроблення кореляцій та узагальнення на їх основі комплексу експериментальних даних, отриманих як на установках зі штучним формуванням двофазового потоку, так і на установках, що моделюють реальні умови концентрування сиропів в трубах випарних апаратів. Для інженерних розрахунків інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних потоків розчинів рекомендовано апроксимаційне співвідношення (6.13), яке повністю охоплює діапазон зміни витрат фаз, концентрацій та режимних параметрів, характерних для умов експлуатації випарних установок з концентрування цукрових та фруктових сиропів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Капица, П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости / П. Л. Капица // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1948. – том. 18. – вып. 1. – С. 3 – 28.
2. Маурин Л.Н. О волновом течении тонких слое жидкости / Л.Н.Маурин, В.С.Сорокин // ПМТФ. – 1962. – №4. – С. 60 – 67.
3. Brauer H. Stromung und Warmaubergang bei Rieselfilmen / H.Brauer // VDI.– 1956. – Forschungsheft 457. – 40 s.
4. Ганчев Б.Г. Исследование гравитационного течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины / Б.Г. Ганчев, В.М. Козлов // ПМТФ. – 1973. – №1. – С. 128 – 135.
5. Гершуни Г.З. Конвективная устойчивость в несжимаемой жидкости / Г.З.Гершуни, Е.М.Жуковский. – М. : Наука, 1972. – 392 с.
6. Холостых В.И. Течение пленки жидкости по вертикальной поверхности / В.И.Холостых, И.Г.Бляхер, А.А.Шехтман // ИФЖ. – 1972. – том.12. – №3. – С. 494 – 498.
7. Chu K.J. Statistical characteristics of thin, wavy films. Pt 111, Structure of the large waves and their resistance to gas flow / K.J. Chu, A.E. Dukler // AIChE.J. – 1975. – vol.21. – N 3. С. 583 – 593.
- 8 Takahama H. Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid film without concurrent gas flow / H.Takahama, S. Kato // Int.J.Multiphase Flow. – 1980. – Vol.6. – No 3. – p. 203 – 215.
9. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости / П.Л.Капица, С.П.Капица // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1949. – том. 19. – вып.2. – С. 105–120.
10. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич. – М. : Физматгиз, 1959. – 700 с.

11. Маурин Л.М. О волновом течении тонких слоев вязкой жидкости / Л.М.Маурин, В.С.Сорокин // Прикл. механика и техн. физика. – 1962. – № 4. – С. 60 – 67.
12. Андреев А.Ф. Об устойчивости ламинарного течения тонких слоев жидкости / А.Ф.Андреев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. –1963. –том. 45. – № 2. – С. 755.
13. Yin C.S. Stability of liquid flow down on inclined plane / C.S. Yin // Phys. Fluids. – 1963. – Vol. 6. – N3. – p. 321– 334.
14. Крылов В.С. К теории волнового движения тонких пленок жидкости / В.С.Крылов, В.П.Воротилин, В.Г.Левич // Теоретические основы химической технологии. – 1969. – том.3. – №4. – С. 499 – 507.
15. Шкадов В.Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести / В.Я.Шкадов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1967. – № 1. – С. 43 – 51.
16. Шкадов В.Я. К теории волновых течений тонкого слоя вязкой жидкости / В.Я.Шкадов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1968. – №2. – С. 20 – 25.
17. Шкадов В.Я К нелинейной теории волновых течений пленки жидкости / В.Я.Шкадов, Л.П.Холпанов, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков // Теоретические основы химической технологии. – 1970. – № 2. – том 4. – С. 859 – 867.
18. Холпанов Л.П. О расчете волновых характеристик стекающей пленке жидкости / Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков // Теоретические основы химической технологии. – 1971. – том 5. – №4. – С. 559 – 563.
19. Трифонов Ю.Я. Нелинейные волны на поверхности пленки жидкости, стекающей по вертикальной стенке / Ю.Я.Трифонов, О.Ю.Цвелодуб // ПМТФ. – 1985. – №5. – С. 15 – 19.
20. Накоряков В.Е. Стационарные двумерные катящиеся волны на вертикальной пленке жидкости / В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев, С.В.Алексеев // Препринт 36-79. – 1979. – Новосибирск: ИТФ СО АН СССР.

21. Демехин Е.А. Численное моделирование нестационарных двумерных волн в стекающем слое вязкой жидкости / Е.А.Демехин, Г.Ю.Токарев, Г.А.Дятлова. – в кн: Современные проблемы теплофизики. – Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984. – С. 105 – 112.
22. Демехин Е.А. О нестационарных волнах в слое вязкой жидкости / Е.А.Демехин, В.Я.Шкадов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1981. – № 3. – С. 46 – 51.
23. Демехин Е.А. Режимы двумерных волн тонкого слоя вязкой жидкости / Е.А.Демехин, В.Я.Шкадов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1985. – № 3. – С. 21 – 34.
24. Трифонов Ю.Я. Устойчивость двумерных стационарно бегущих волн на вертикально стекающей пленке жидкости к пространственным возмущениям. / Ю.Я.Трифонов // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1991. – №2. – С. 72 – 77.
25. Демехин Е.А. Двумерные нестационарные волны на вертикальной пленке жидкости / Е.А.Демехин, Г.Ю.Токарев, В.Я.Шкадов // Теоретические основы химической технологии. – 1987. – том.21. – №2. – С. 177 – 183.
26. Елюхин В.А. Волновые режимы течения жидких пленок / В.А.Елюхин // Теоретические основы химической технологии. – 1985. – том. 19. – №5. – С. 630 – 636.
27. Накоряков В.Е. Волны на поверхности тонкого слоя вязкой жидкости. / В.Е.Накоряков, И.Р.Шрайбер // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1973. – №2. – С. 109 – 113.
28. Иванский А.П. О нелинейных волнах на вертикальной пленке жидкости / А.П.Иваницкий // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1980. – №2. – С. 52 – 58.
29. Трифонов Ю.Я. Влияние кривизны стенок при волновом стекании тонкого слоя вязкой жидкости / Ю.Я.Трифонов // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1992. – №5. – С. 56 – 65.

30. Трифонов Ю.Я. Стационарные двумерные волны на вертикально стекающей пленке жидкости и их устойчивость / Ю.Я.Трифонов, О.Ю.Цвелодуб // Теоретические основы химической технологии. – 1988. – том. 54. – №1. – С. 41 – 47.
31. Цвелодуб О.Ю. Волновые режимы на пленке нелинейно-вязкой жидкости, стекающей по вертикальной поверхности / О.Ю.Цвелодуб, В.Ю.Шушеначев // Прикладная механика и теоретическая физика. – 2005. – том. 46. – №5. – С. 73 – 84.
32. Пухначев В.В. К теории катящихся волн / В.В.Пухначев // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1975. – № 5. – С. 47 – 58.
33. Алексеенко С.В. Волновое течение пленок жидкости / С.В.Алексеенко, В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев. – Новосибирск. : ВО Наука, 1992. – 256 с.
34. Холпанов П.С. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / П.С.Холпанов, В.Я.Шкадов. – М. : Наука, 1990. – 271 с.
35. Кутателадзе С.С. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах./ С.С.Кутателадзе, В.Е.Накоряков. – Новосибирск : Наука, 1984. – 302 с.
- 36.Трифонов Ю.Я. Трехмерные стационарные бегущие волны на вертикально стекающей пленке жидкости / Ю.Я.Трифонов, О.Ю.Цвелодуб // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1986. – №6. – С. 35 – 43.
37. Демехин Е.А. О трехмерных нестационарных волнах в стекающей пленке жидкости / Е.А.Демехин, В.Я.Шкадов // Изв.АН СССР. Механика жидкости и газа. –1984. – №5. – С. 48 – 57.
38. Непомнящий А.А. Трехмерные пространственно-периодические движения в пленке жидкости, стекающей по вертикальной плоскости / А.А.Непомнящий. – Гидродинамика: Сб.научн.трудов. – Пермь. – 1974. – Вып.7. – с.43 – 52.
39. Цвелодуб О.Ю. Пространственные волны на поверхности пленки, стекающей по поверхности вертикального цилиндра / О.Ю.Цвелодуб // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1995. – том.36. – № 6. – С. 77 -84.

40. Бочаров А.А. Волновые режимы течения вязкой пленки, стекающей по вертикальному цилиндру / А.А.Бочаров, О.Ю.Цвелодуб // Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. – 2003. – № 2. – С. 176 – 183.
41. Трифонов О.Я. Волновые режимы стекания тонких слоев вязкой жидкости, их устойчивость и бифуркации : дис. ...канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 Механика жидкости, газа и плазмы / О.Я.Трифонов. – Новосибирск. – 2005. – 165 с.
42. Бочаров А.А. Трехмерные волны на поверхности пленки вязкой жидкости, стекающей по вертикальному цилиндру: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 Механика жидкости, газа и плазмы / А.А.Бочаров. – Новосибирск. – 2004. – 93 с.
43. Накоряков В.Е. Стационарные двумерные катящиеся волны на вертикальной пленке жидкости / В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев, С.В.Алексеев // Инженерно физический журнал. – 1976. – том. 30. – №5. – С. 780 – 785.
44. Kabov O.A. Thermal imaging study of the liquid films flowing on vertical surface with local heat source / O.A.Kabov, I.V.Marchuk, A.V.Chupin // Russ. J. Enging. Thermophys. – 1996 – Vol. 6. – No.2. – p. 105 – 138.
45. Кабов О.А. Формирование регулярных структур в стекающей пленке жидкости при локальном нагреве / О.А.Кабов // Теплофизика и аэромеханика. – 1998. – том.5. – № 4. – С. 597 – 602.
46. Kuznetsov V.V. Dynamics of locally heated liquid films / V.V. Kuznetsov // Russ. J. Enging. Thermophys. – 2000. – Vol. – 10. – No 2. – p. 107 – 120.
47. Кабова Ю.О. Стеkanie неизотермического тонкого слоя жидкости с непостоянной вязкостью / О.Ю.Кабова, В.В.Кузнецов // Прикладная механика и теоретическая физика. – 2002. – том.43. – № 6. – С. 134 – 143.
48. Актершев С.П. Деформация поверхности пленки вязкой жидкости вследствие термокапиллярного эффекта при стационарном течении по вертикальной обогреваемой пластине / С.П.Актершев // Теплофизика и аэромеханика. – 2004. – том.11. – № 2. – С. 291 – 303.
49. Ганчев Б.Г. Экспериментальное исследование гидродинамической структуры пленки жидкости при свободном стекании по вертикальной поверхности. /

- Б.Г.Ганчев, В.М.Козлов // Теоретические основы химической технологии. – 1973. – том.7. – № 3. – С. 727 – 733.
50. Роговая И.А. Измерение параметров пленочного волнового течения на вертикальной пластине / И.А.Роговая, В.М.Олевский, Н.Г.Рунова // Теоретические основы химической технологии. – 1969. – том. 3. – № 2. – С. 200 -207.
51. Роговая И.А. Измерение толщины и профиля пленки жидкости / И.А.Роговая, В.М.Олевский, Н.Г.Рунова // Промышленная теплоэнергетика. – 1968. – № 1. – С. 183 – 185.
52. Роговая И.А. Влияние физических свойств некоторых жидкостей на параметры волнового течения пленки / И.А.Роговая, В.М.Олевский, Н.Г.Рунова // Теоретические основы химической технологии. –1973. –том.7. – № 5. – С. 734 – 739.
53. Козлов В.М. Исследование гравитационного течения пленки жидкости методом нейтронной диагностики / В.М.Козлов, В.В.Гусев, М.Г.Месропов // Теоретические основы химической технологии. – 1976. – том.10. – № 1. – С. 69 – 73.
54. Алексеенко С.В. Волнообразование при течении жидкости на вертикальной стенке / С.В.Алексеенко, В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1979. – № 6. – С. 77– 87.
55. Накоряков В.Е. Экспериментальное исследование течения пленки жидкости по вертикальной поверхности / В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев, В.В.Христофоров, С.В.Алексеенко // Инженерно-физический журнал. – 1974. – том.27. – № 3. – С. 397 – 401.
56. Накоряков В.Е Мгновенный профиль скорости в волновой пленке жидкости / В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев, С.В.Алексеенко, В.В.Орлов // Инженерно-физический журнал. – 1977. – том.33. – № 3. – С. 399 – 404.
57. Ганчев Б.Г. Исследование нисходящего течения пленки жидкости по вертикальной поверхности и теплопереноса к ней / Б.Г.Ганчев, В.М.Козлов, В.В.Лозовецкий // Инженерно-физический журнал. – 1971. – том. 20. – №4. – С. 674 – 682.

58. Ганчев Б.Г. Исследование гравитационного течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины / Б.Г.Ганчев, В.М.Козлов // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1973. – №1. – С. 128 – 135.
59. Ганчев Б.Г. Экспериментальное исследование гидродинамической структуры пленки жидкости при свободном стекании по вертикальной поверхности / Б.Г. Ганчев, В.М.Козлов // Теоретические основы химической технологии. – 1973. – том.7. – № 5. – С. 727 – 732.
60. Ганчев Б.Г. Волновое движение на вертикальной поверхности пленки при кольцевом режиме течения опускного двухфазного потока / Б.Г.Ганчев, А.Б. Мусвик // Изв. Вузов. Машиностроение. Инженерно-физический журнал. – 1977. – № 8. – С. 64 – 68.
61. Ганчев Б.Г. Экспериментальное исследование процессов гидродинамики и теплопереноса при опускном движении двухфазного потока в кольцевом и дисперсно-кольцевом режимах / Б.Г.Ганчев, А.Б.Мусвик // Инженерно-физический журнал. – 1976. – т.31. – № 1. – С. 13 –20.
62. Боков А.Е. Крупные волны и срыв при гравитационном стекании пленки жидкости / А.Е.Боков, Б.Г.Ганчев // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1983. – №5. – С. 46 – 51.
63. Ганчев Б.Г. Охлаждение элементов ядерных реакторов стекающими пленками / Б.Г.Ганчев. – М.: Энергоатомиздат. – 1987. – 192 с.
64. Алексеенко С.В. Волновое течение пленок жидкости / С.И.Алексеенко, В.Е.Накоряков, Б.Г.Покусаев. – Новосибирск : ВО Наука. – 1992. – 256 с.
65. Кулов Н.Н. Гидродинамика и массообмен в нисходящих двухфазных пленочно-дисперсных потоках : дис. ...докт.техн.наук : 05.17.08 “Процессы и аппараты химической технологии” / Н.Н.Кулов. – М., 1984. – 409 с.
66. Webb D.R. Downwards co-current annular flow / D.R.Webb, G.F.Hewitt // Int.J.Multiphase Flow. – 1975. – Vol.2. – p. 35 – 49.
67. Ichili M. Study on emergency core cooling /M.Ichili // J.Brit.Nucl.Energy Soc. – 1975. – Vol.14. – N 3. – p. 237 – 242.

68. Воронцов Е.Г. Особенности волнового течения с изменением длины пробега пленки / Е.Г.Воронцов // Инженерно-физический журнал. – 1969. – том.16. – № 1. – С. 140 – 144.
69. Воронцов Е.Г. Теплообмен в жидкостных пленках / Е.Г.Воронцов, Ю.М.Тананайко. – К. : Техніка. – 1972. – 196 с.
70. Рябчук О.М. Теплогідродинамічні процеси пароутворення в низхідних кільцевих потоках цукрових розчинів : дис. ... канд.техн. наук : 05.14.06 “Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика” / О.М.Рябчук. – К., 2013. – 155 с.
71. Живайкин Л.Я. О толщине пленки жидкости в аппаратах пленочного типа / Л.Я.Живайкин // Химическое машиностроение – 1961. – №6. – С. 25 – 29.
72. Федоткин И.М. Гидродинамика нисходящего турбулентного течения пленки жидкости и газа / И.М.Федоткин, В.С.Иванов, М.Н.Чепурной, В.Е.Шнайдер // Инженерно-физический журнал. – 1974. – том. 27. – №2. – С. 326 – 329.
73. Пожарнов В.А. Расход жидкости в пленке в дисперсно-кольцевом газожидкостном потоке / В.А.Пожарнов. – В кн. Исследования по механизму и теплообмену двухфазных сред. – 1974. – вып.25. – С. 199 – 205.
74. Пожарнов В.А. Потери давления и толщина жидкой пленки в двухфазном дисперсно-кольцевом изотермическом потоке / В.А.Пожарнов. – В кн. Вопросы тепло-и массообмена в энергетических установках. – М.: 1974. – вып.19. – С. 5 – 13.
75. Максимов В. В. Исследование гидродинамики нисходящего кольцевого течения газа и пленки жидкости : дис. ... канд. техн. наук : спец. 05.17.08. “Процессы и аппараты химической технологии”/ В. В Максимов. – М., [ИОНХ АН СССР]. –1980. – 156 с.
76. Чен Ше-Фу Потери напора и толщина жидкости пленки при кольцевом двухфазном чисто пленочном течении с образованием эмульсии / Ше-фу Чен, W.I.Ибеле // Тр. Амер. об-ва инж.- мех. – Теплопередача сер. С. – 1964. – Т. 86. – № 1. – С. –116-125.

77. Василенко, С. М. Теплообмін в парорідинних течіях теплообмінних апаратів харчових виробництв : – автореф. дис. на здобуття наук.ступеня д-ра. техн. наук : 05.18.12 “Процеси та обладнання харчових, мікробіологічних і фармацевтичних виробництв” / С. М. Василенко. – К., 2003. – 37 с.
78. Коновалов Н.М. Расчет гидравлического сопротивления в условиях прямого нисходящего движения газа и пленки жидкости / Н.М.Коновалов, В.Ф.Харин, Н.А.Николаев // 1985. – Теоретические основы химической технологии. – том.19. – №1. – С. 48 – 52.
79. Hewitt G.F. Liquid mass transport in annular two-phase flow / G.F.Hewitt. – In Two-phase momentum, heat and mass transfer in chemical process and energy engineering systems. – Hemisphere Publ. Corp. – 1979. – Vol. 1. – p. 273 – 302.
80. Живайкин Л.Я. Определение величины уноса жидкости с поверхности пленки потоком газа / Л.Я.Живайкин, Б.П.Волгин // Инженерно-физический журнал. – 1961. – том. 4. – №8. – С. 114 – 116.
81. Pallev I.I. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed flow / I.I.Pallev, V.S.Filippovich // Int.J.Heat Mass Transfer. – 1966. – vol. 9. – p. 1089 – 1093.
82. Ганчев Б.Г. Охлаждение теплонапряженных поверхностей стекающими пленками / Б.Г.Ганчев, Тришин В.В. – В сб.: Тепломассообмен – VII. том.1. – Конвективный тепломассообмен. Ч.2. – Минск. – 1984. – С. 49 – 53.
83. Карастелева Б.Я. Критические условия срыва жидкости с поверхности пленки / Б.Я. Карастелева, В.В.Пермяков, В.Ф.Юхименко, Ю.В.Якубовский // 1974. – Тр. Дальневосточного политехнического института. – том.77. – С. 72 – 78.
84. Воронцов Е.Г. Локальная толщина орошающей пленки на входном участке / Е.Г.Воронцов, О.М.Яхно // 1974. – Прикладная механика и теоретическая физика. – №4. – С. 64 – 69.
85. Айнштейн В.Г. Оценка длины участка гидродинамической стабилизации при гравитационном течении пленки жидкости / В.Г. Айнштейн, М.К.Захаров // 1990. – Теоретические основы химической технологии. – том. 24. – №3. – С. 395 – 397.
86. Холпанов Л.П. Исследование гидродинамики и массообмена в пленке жидкости с учетом входного участка / Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов, В.А.Малюсов,

- Н.М.Жаворонков // 1976. – Теоретические основы химической технологии. – том. 10. – №5. – С. 659 – 668.
87. Гімбутіс Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости / Г. Гімбутіс. – Вильнюс: Мокслас, 1988. – 233 с.
88. Собін В.М. Тепломассообмен в пленочных течениях при осложненных условиях / В.М.Собін. – Мн. : Навука і тэхніка, 1994. – 303 с.
89. Кутателадзе С.С. Исследование турбулентных течений двухфазных сред / С.С.Кутателадзе. – Новосибирск : Наука, 1973. – 315 с.
90. Шалаев В.И. Применение аналитических методов в современной аэромеханике. Часть 1. Теория пограничного слоя / В.И.Шалаев. – М.: МФТИ им. Баумана. – 2010. – 300 с.
91. Мовчан В.Т. К построению непрерывной алгебраической модели коэффициента турбулентной вязкости / В.Т.Мовчан // Бионика. – 1986. – вып. 20. – С. 58 – 60.
92. Мовчан В.Т. О коэффициенте турбулентной вязкости в двухпараметрической $k-\varepsilon$ модели / В.Т.Мовчан // Бионика. – 1985. – вып. 19. – С. 80 – 82.
93. Мовчан В.Т. Приближенно-аналитическое исследование турбулентного пограничного слоя / В.Т.Мовчан // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1982. – № 3. – С. 102 – 111.
94. Мовчан В.Т. Різномірні математичні моделі коефіцієнта турбулентної в'язкості / В.Т.Мовчан, Є.О.Шквар // Прикладна гідромеханіка. – 2010. – том.12. №1. – С. 55 – 67.
95. Мовчан В.Т. Алгебро-диференціальні моделі коефіцієнта турбулентної в'язкості для пристінних течій / В.Т.Мовчан, Є.О.Шквар, Т.В.Козлова // Авиационно-космическая техника и технология. – 2012. – № 5 (92). – С. 63 – 70.
96. Шквар Є.О. Математичне моделювання турбулентних пристінних течій, модифікованих пристроями руйнування великих вихорів / Є.О.Шквар. – Харків : Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних сил. – 2010. – вип.1 (23). – С. 170 – 177.

97. Гарбарук А.В. Современные полуэмпирические модели турбулентности для пристенных течений: тестирование и сравнительный анализ : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. физ-мат. наук : спец. 01.02.05 “Механика жидкости, газа и плазмы” / А.В.Гарбарук . – СПбГТУ – 1999. – 14.с.
98. Jepsen J.C. The Effect of Wave Induced Turbulence on the Rate of Absorption of Gasses Falling Liquid Films / J.C.Jepsen, O.K.Crosser, R.H.Perry // Am.Inst.Chem.Engn.Jornal. – 1966. – vol. 12. – №1 – P. 186 – 192.
99. Lamourelle A.P. Gas absorption into turbulent liquid / A.P Lamourelle, O.C.Sandall. // Chem.Engn.Science. – 1972. –vol. 27. – P. 1035–1043.
100. Grossman G. Simultaneous heat and mass transfer in absorption of gases in turbulent liquid films / G. Grossman, M.Heath // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1984. – Vol. 27. – No. 12. – P. 2365 – 2376.
101. Van Driest,E.R. On turbulent flow near a wall / E.R. Van Driest // J. Aeronaut. Sci. – 1956. – Vol. 23. – P. 1007– 1011.
- 102 Н. Reichardt, Z. Angev. Math. Mech. 31, 208 (1951); W. M. Kays, Convective Heat and Mass Transfer, p.71. McGraw–Hill, New York (1966).
- 103/ Форсюк А.В. Теплообмін при випаровуванні з поверхні гравітаційно-стікаючих плівок яблучних соків: автореф.дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.14.04 “Промислова теплоенергетика” / А.В.Форсюк. – К., 1996. – 24 с.
104. Mils A.F. Heat Transfer Across Turbulent Falling Film / A.F.Mils, Chung D.K // In.J.Heat Mass Transfer. –1973. – v.16. – №3. – p. 694– 696.
105. Хаббард Д. Теплоотдача к турбулентной стекающей пленке с сопутствующим паровым потоком / Д.Хаббард, А.Милс, Д.Чжунь // Теплопередача. –1976. – № 2 . – С. 183 – 185.
106. Faghri A. Heat and mass transfer to a turbulent liquid film / A.Faghri, R.Seban // Int.J.Heat Mass Transfer. – 1988. – Vol. 31. – No. 4. – p.891 – 894.
107. Grossman G. Simultaneous heat and mass transfer in absorption of gases in turbulent liquid films / G. Grossman, M.T.Heats // Int.J. Heat Mass Transfer. – 1984. – Vol. 27. – p. 2365 – 2376.

108. Szablewski W. Inkompressible turbulente Temperature-grenzschichten mit konstanter / W Szablewski // Int.J. Heat Mass Transfer. – 1972. – Vol. 15. – p. 673 – 706.
109. Гимбутис Г. Теплообмен и гидродинамика в элементах теплообменников при течении пленки / Г. Гимбутис. – Институт тепло-массообмена им А.В. Лыкова. – Минск, 1981. – С. 120-133. – Деп. в ВИНТИ, № 128982.
110. Василенко С.М. Теплообмін в парорідинних течіях теплообмінних апаратів харчових виробництв : дис. ... доктора техн. наук. : 05.18.12 “Процеси та обладнання харчових, мікробіологічних і фармацевтичних виробництв / С.М.Василенко. – К., 2003. – 326 с.
111. Форсюк А.В. Моделювання турбулентного теплообміну в двофазних парорідинних плівкових течіях / Ф.В.Форсюк, В.І.Бондар, С.М.Василенко, К.О.Шумило // Наукові праці НУХТ. – 2009.– № 29. – С. 70 – 74.
112. Миллионщиков М.Д. Основные закономерности турбулентного течения в пристенных слоях / М.Д.Миллионщиков // Атомн. Энергия. – 1970. – том. 28. – вып. 4. – С. 317 – 320.
113. Olbrich, W. E. Diffusion from the surface into a liquid film in laminar flow over defined shapes / W. E. Olbrich, J. D. // Chemical Engineering Science. – 1969. – Vol. 24. – p. 25 – 32.
114. Серза М. Пузырьковое кипение в стекающей водяной ламинарной пленке на участке тепловой стабилизации и при полностью развитом течении / М. Серза, В. Сернас // Труды ASME – Теплопередача сер. С. – 1988. – № 4. – С. 165– 174.
115. Собин В.М. Приближенный метод решения дифференциального уравнения параболического типа в теории тепломассообмена / В.М.Собин // Химия и химическая технология. – 1983. – вып. 18. – С. 109 – 116.
116. Собин В.М. Приближенные аналитические методы расчета тепломассообмена на термическом (диффузионном) начальном участке при ламинарном и турбулентном течении в пленках жидкости и пограничном слое / В.М.Собин // Теоретические основы химической технологии. – 1985. – т.19, № 1, С.137.

117. Собин В.М. Приближенный аналитический метод решения уравнений ламинарного пограничного слоя в несжимаемой жидкости / В.М.Собин // *Modelling Simulation and Control*. – 1985. – Vol. 5. – № 4. – p. 17 – 32.
118. Собин В.М. Теплообмен при турбулентном стекании пленки жидкости на термическом начальном участке / В.М.Собин, Л.А.Щербаков // *Инженерно-физический журнал*. – 1982. – том.42. – № 1. – С. 141 – 142.
119. Собин В.М. Теплообмен в стекающей пленке жидкости на термическом начальном участке / В.М.Собин // *Инженерно-физический журнал*. – 1980. – том. 19. – № 4. – С. 592 – 596.
120. Доманский И.В. Теплоотдача к падающей пленке жидкости предварительно нагретой до температуры кипения / И.В.Доманский, В.Н.Соколов // *Журнал прикладной химии*. – 1967. – №1. – С. 66 – 71.
121. Чжунь К.Р. Расчет характеристик выпарных установок со стекающими пленками / К.Р.Чжунь, Р.А.Себан // *Теплопередача, сер С*. – 1972. – №4. – С. 106 – 110.
122. Себан Р.А. Испарение и нагрев турбулентных стекающих жидких пленок / Р.А.Себан, А.Фагри // *Теплопередача, сер С*. – 1976. – №2. – С. 180 – 183.
123. Воронцов Е.Г. Температуропроводность стекающих пленок / Е.Г. Воронцов // *Теоретические основы химической технологии*. – 1999. – том. 33. – № 2. – С. 117 – 127.
124. Воронцов Е.Г. Гидродинамика и теплообмен в орошающих пленках химического оборудования. Дис. ...докт.техн.наук. спец. 05.17.08 “Процессы и аппараты химической технологии”/ Е.Г.Воронцов. М.: ИОНХ АН СССР, 1989.
125. Воронцов Е.Г. Использование среднестатистических волновых характеристик в расчетах тепломассопереноса в пленках / Е.Г.Воронцов. – Минск : Тепломассообмен. – ММФ -92. –1992. – том. 2. – с. 43.
126. Woronzov E.G. Untersuchung mittelstatistischer Churakteristiken von Wellenströmungen in Rieselfilmen / E.G.Woronzov // *Brennstoff Wärm Kraft*. – 1990. –Bd. 42. –No. 12. – S.730.

127. Воронцов Е.Г. Температуропроводность стекающих пленок / Е.Г. Воронцов // Теоретические основы химической технологии. – 1999. – том. 33. – № 2. – С. 117 – 127.
128. Chun K.R. Heat Transfer to Evaporating Liquid films / K.R.Chun, R.A.Seban // Journal Heat Transfer. – 1971. – Vol. 93. – № 4. – p.391 – 396.
129. Чепурной М.Н. Гидродинамика и теплообмен турбулентно-волновых течений в пленочных аппаратах / М.Н.Чепурной, В.Э. Шнайдер // Известия вузов. Пищеваятехнология. –1990. –№ 2-3. – С. 82 – 85.
130. Аношин И.М. Теплопередача при кипении плодовых соков в пленочных аппаратах / И.М.Аношин, А.М.Моисеев // Известия ВУЗОВ, Пищевая технология. –1965. – №5. –С.160 – 164.
131. Якубовский Ю.В. Исследование теплообмена в вертикальнотрубном вакуумном испарителе со стекающей пленкой морской воды : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 274 “Теоретические основы теплотехники” / Ю.В.Якубовский. – Л., 1970. – 22 с.
132. Калышевич Ю.И. Исследование теплообмена в пленочном нисходящем пароводяном потоке / Ю.И.Калышевич. – Рига : сб. Кипение и конденсация. – 1982. – вып. 6. – С. 127 – 131.
133. Атанасов В.П. Изследване и разработка на усъвършенствувани вакуумизпартени инсталации за хранителната промишеност : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 02.01.24 “ Машини и апарати за хранителната и вкусовата промишленост” / В.П.Атанасов. – София. – 1990. – 35 с.
134. Кутепов А. М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании : учеб. пособие для вузов. 3-е изд., испр. / А. М. Кутепов, Л. С. Стерман, Н. Г. Стюшин. – М. : Высш. шк. – 1986. – 448 с.
135. Левераш В.И. Экспериментальное исследование теплопередачи к жидкости в выпарных аппаратах с падающей пленкой применительно к условиям работы дисциляционных опреснительных установок. автореф.канд.техн.наук.; спец. 274 “Теоретические основы теплотехники”/ В.И.Левераш. – М.: 1969. – 26 с.

136. Ардашев В.О. Исследование теплообмена при выпаривании гравитационно-стекающей пленки жидкости в вертикальных трубах : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.14.04 “Промышленная теплоэнергетика” / В.О.Ардашев. – К., 1983. – 26 с.
137. Глоба О.В. Теплогідродинамічні процеси у плівкових випарних апаратах для яблучного соку : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.14.06 “Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика” / О.В.Глоба. – К., 2011. – 21 с.
138. Struve H. Blasenverdampfung bei einem Rieselfilm / H. Struve // Chem. Ing. Techn. – 1969. – V. 41. – № 7. – p. 417– 418.
139. Huhn J. Filmkondensation in und an senkrechten Rohren und an geneigten, ebenen Wänden / J. Huhn // Wiss. Z. Techn. Univ. Dresden. – 1984. – Bd. 33. – № 4. – S. 133– 138.
140. Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы: Кавитация / Я.Б.Зельдович // Журнал эксперим. и теоретической физики. – 1942. – № 11/12. – С. 525 – 538.
141. Гриффитс П. Роль состояния поверхности при пузырьчатом кипении / П. Гриффитс, Д. Уоллис. – М.: Мир, 1964. – С. 99 – 137.
142. Зайцев Д.В. Термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости : автореф. дис. на соискание научной степени канд. физ.-мат. наук : спец. 01.04.14 “Теплофизика и теоретическая теплотехника” / Д.В.Зайцев. – Новосибирск. 2003. – 115 с.
143. Кабов О.А. Разрыв пленки жидкости, стекающей по вертикальной поверхности с локальным источником тепла / О.А.Кабов // Теплофизика и аэромеханика. – 2000. – том.7. – №4. – с. 537 – 545.
144. Oron A. Davis S.H. Bankoff S.G. 1997, Long-Scale Evolution of Thin Liquid Films / A.Oron // Reviews of Modern Physics. – Vol.69. – No. 3. – p. 931 – 980.
145. Кабов О.А. Деформация свободной поверхности в движущемся локально нагреваемом тонком слое жидкости / О.А. Кабов, Ж.К.Легро, И.В. Марчук, Б. Шейд // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2001. – №3. – с. 200 – 208.

146. Joo S.W. A mechanism for rivulet formation in heated falling films / S.W. Joo, S.H. Davis, S.G. Bankoff // *J.Fluid Mech.*, – Vol. 321. – p. 279 – 298.
147. Hartley D.E. Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over solid surfaces / D.E. Hartley, W. Murgatroyd // *Int.J.Heat Mass Transfer.* – 1964. – Vol.7. – p. 1003 – 1015.
148. Bankoff S.G. Minimum Thickness of a Draining Liquid Film / S.G. Bankoff // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1971. – Vol.14. – p. 2143 – 2146.
149. Schroder J.J. Minimum Flow-Rates and Rewetting-Rates of Falling Films / J.J Schroder, U.Pohl, A.Horsthemke. – Proc.7th Int. Heat Transfer Conf. – Munich. 1982. – Vol.5. – p.83.
150. Ruckenstein E. On the break-up of thin liquid layers flowing along a surface / E. Ruckenstein // *Int. J.Heat and Mass Transfer.* –1971. – Vol. 14. –No 1. – p. 165 – 169.
151. Воронцов, Е. Г. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплоотдачи орошающей пленки жидкости при ее гравитационном течении по вертикальной поверхности теплообмена : дис. ... канд. техн. наук / Е. Г. Воронцов. – К., 1967. – 235 с.
152. Bohn M. S. Thermocapillary breakdown of falling liquid films at high Reynolds number / M. S. Bohn, S. H. Davis // *Int. Heat and Mass Transfer.* – 1993. – Vol. 36 – p. 1875 – 1881.
153. Fujita T. Heat transfer to falling film and film breakdown – Part 2. Saturated Liquid Films With Nuclear Boiling / T. Fujita, T. Ueda // *Int. Heat and Mass Transfer.* – 1978. – Vol. 21. – № 2. – p. 109-118.
154. Чиннов, Е. А. Гидродинамика и теплообмен в капиллярных течениях с естественной циркуляцией : дис. ... доктора фіз.-мат. наук : 01.04.14 “Теплофизика и теоретическая теплотехника” / Е. А. Чиннов. – Новосибирск, 2004. – 347 с.
155. Чиннов Е. А. Теплообмен в недогретой до температуры насыщения испаряющейся жидкости / Е. А. Чиннов, О. А. Кабов, О. В. Жуковская, И. А. Шарина // *Теплофизика высоких температур.* – 2006. – том. 44. – № 6. – С. 903–912.

156. Гогонин И.И. К вопросу образования “сухих пятен” в стекающих тонких пленках жидкости / И.И.Гогонин, А.Р.Дорохов, В.Н.Бочагов // Изв.СО АН СССР. 1977. – Сер. Техн. Наук. – Вып 3. – № 13. – С. 46 – 51.
157. Гогонин И.И. К обобщению опытных данных по критическим тепловым потокам в стекающих пленках жидкости / И.И.Гогонин, А.Р.Дорохов // Изв.СО АН СССР. – 1980. –Сер. Техн. Наук. – Вып 2. – № 8. – С. 100 – 102.
158. Гогонин И.И. Исследование испарения из тонкого слоя масла / И.И.Гогонин, А.Р.Дорохов, В.И.Жуков // Изв. Сиб. от-я АН СССР. – 1989. –Сер. Техн. Наук. – вып 3. – С. 8 – 13.
159. Ганчев Б. Г. Исследование термокапиллярной устойчивости при гравитационном стекании пленки жидкости / Б. Г. Ганчев, А. Е. Боков // Инженерно-физический журнал. – 1980. – № 4. – С. 581–591.
160. Гандзюк, Ю. М. Процессы гидродинамики и теплообмена при обработке в гравитационной пленке спиртовых растворов : дис. ... канд. техн. наук: спец. 05.17.08. “Процессы и аппараты химической технологии” / Ю. М. Гандзюк. – К., 1986. – 216 с.
161. Доманский И. В. Определение режимов устойчивости работы выпарных аппаратов с падающей жидкостной пленкой / И. В. Доманский, В. Н. Соколов // Журнал прикладной химии. – 1967. – т. 40. – № 2. – С. 365 – 370.
162. Гандзюк Ю. М. Минимальная плотность орошения при пленочном течении некоторых жидкостей / Ю. М. Гандзюк, Ю. М. Тананайко, В. В. Палиенко // Весник КПИ сер. хим. машиностроение и технология. – 1986. – №23. – С. 87–90.
163. ГОСТ 8.586.5-2005. Измерение расхода и количества жидкостей и газов с помощью стандартных сужающих устройств. Часть 5. – Введ. 2007-01-01. – М. : Стандартиформ. – 2007. – 195 с.
164. ГОСТ 8.586.1-2005. Измерение расхода и количества жидкостей и газов с помощью стандартных сужающих устройств. Часть 1. – Введ. 2007-01-01. – М. : Стандартиформ. – 2007. – 90 с.

165. ГОСТ 8.586.2-2005. Измерение расхода и количества жидкостей и газов с помощью стандартных сужающих устройств. Часть 2. – Введ. 2007-01-01. – М. : Стандартинформ. – 2007. – 76 с.
166. I-7017, I-7018, I-7019, M-7017, M-7018 and M-7019 Series. User's Manual. Rev. B1.7 / ICP DAS. – 2009. – 182 p. – No. 7MH-020-B17.
167. Синат-Радченко Д. Е. Формулы для динамической и кинематической вязкости чистых и производственных сахарных растворов / Д. Е. Синат-Радченко, Г. И. Чугурова. – в кн. : Тепло- и массообменные процессы в пищевой промышленности. Темат. Сб. научн. тр. – К. : УМК ВО. – 1990. – С. 3–7.
168. Синат-Радченко Д. Е. Формулы для вычисления теплофизических свойств чистых и производственных сахарных растворов / Д. Е. Синат-Радченко. – тез. докл. Республ. научн.-техн. конф. – К. : КТИПП. – 1991. – С. 14-15.
169. Синат-Радченко Д. Е. Поверхностное натяжение сахарных растворов / Д. Е. Синат-Радченко // Сахарная промышленность. – 1982. – № 3. – С. 28–31.
170. Синат-Радченко Д. Е. Теплоємність цукрових розчинів та утфелів / Д. Е. Синат-Радченко В. Д. Попов // в зб. Харчова промисловість. – № 17. – 1973. – С. 17–19.
171. Синат-Радченко Д. Е. Оценка теплофизических характеристик продуктов сахарного производства на молекулярном уровне / Д. Е. Синат-Радченко. – в сб. Пищевая промышленность. – №36. – 1990. – С. 38–41.
172. Синат-Радченко Д. Е. Некоторые термодинамические термические коэффициенты сахарных растворов / Д. Е. Синат-Радченко // Сахарная промышленность. – 1983. – №12. – С. 20-22.
173. Зайдель А. И. Элементарные оценки ошибок измерений / А. И. Зайдель. – Л. : Наука, Ленингр. отд. – 1968. – 96 с.
174. Диденко А. Исследование сопротивления и пристеночной области газожидкостного изотермического потока при дисперсно-кольцевом режиме течения / А. Диденко, Г. Домбровский, В. Леонов. – М.: Атомиздат, 1971. – в кн. : Вопросы теплофизики ядерных реакторов. вып.3. – С. 23 – 31.

175. Петренко В.П. Теплообмен в испарительных каналах пленочных выпарных аппаратов / В.П.Петренко, А.Н. Рябчук // Сахар. – 2013. – № 7. – С. 39-44.
176. Петренко В.П. Теплообмін в процесах кипіння та випаровування з вільної поверхні плівок цукрових розчинів в низхідних кільцевих потоках / В. П. Петренко, О. М. Рябчук, М.М.Мирошник // Харчова промисловість. –2015. – №18. – С. 124-131.
177. Петренко В.П. Моделювання теплогідродинамічних процесів в киплячих низхідних кільцевих потоках цукрових розчинів / В.П.Петренко, О.М.Рябчук, О.Ю.Пилипенко, М.М.Мирошник // Цукор України. – 2015. – № 8(116). – С. 20 – 25.
178. Петренко В.П. Товщина плівки в низхідних кільцевих потоках з міжфазною взаємодією / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М.Рябчук // Праці НУХТ. – 2016. – том. 22. – № 3. – С. 162 – 173.
179. Петренко В.П. Міжфазне тертя на поверхні пристінної плівки води та киплячих цукрових розчинів в режимі стікання по вертикальній поверхні / В.П. Петренко, М.О. Прядко, О.М.Рябчук // Цукор України – 2013. – № 7-8(91-92). – С. 21 – 24.
180. Демехин Е.А.Влияние волновых режимов на массообмен в стекающих пленках жидкости / Е.А.Демехин, Е.Н.Калайдин, А.А.Растарухин // Теплофизика и аэромеханика. – 2005. –том. 12. – № 2. – С. 259 – 269.
181. Трифонов Ю.Я. Расчет устойчивости волнового стекания пленок с использованием уравнений Навье-Стокса / Ю.А.Трифонов // Прикладная механика и техническая физика. –2008. – т. 49. – С. 98 – 112.
182. Ликов А.В. Теория теплопроводности / А.В.Ликов. – М.: Высшая школа. – 1967. – 600 с.
183. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н.Тихонов, А.А.Самарский. – М.: Наука.– 1977. – 736 с.

184. Petrenko Valentyn. Heat transfer modeling in down-flowing films / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko. – Saarbrucken, Deutschland / Germany : LAP LAMBERT Academic Publising. – ISBN:978-3-330-002.34-0. – 2016. – 49 p.
185. Петренко В.П. Параметри ламінарних гравітаційно стікаючих плівок рідини на ділянці гідродинамічної стабілізації/ В.П.Петренко // Наукові праці НУХТ. – 2009. – № 29. – С. 66 – 70.
186. Петренко В.П. Моделювання нестационарних процесів нагрівання та випаровування в ламінарних стікаючих плівках рідини / В.П.Петренко // Наукові праці НУХТ. – 2010. – № 32. – С. 21 – 23.
187. Petrenko Valentyn. Heat transfer to down flowing films with Evaporation from the interface. / Valentyn Petrenko, Mykola Pryadko, Yaroslav Zasyadko, Oleksandr Rjabchuk // International Journal of Science Invention, (IJESI). – 2016. –Vol. 5. – Issue 6. – p. 36 – 43.
188. Petrenko Valentyn. Modeling of heat transfer in free down flowing laminar liquid films with development wavy structure at the regime of evaporation from the interface / Valentyn Petrenko, Mykola Pryadko, Yaroslav Zasyadko, Mariya Miroshnyk // Ukrainian Food Journal. – 2016. –Vol. 5. – Issue 1. – p. 162 – 173.
189. Tellts A.S. Statistical characteristics of thin, vertical, wave, liquid films / A.S. Tellts, A.E. Dukler // Ind.Eng.Chem.Fundam. – 1970. – vol. 9. – № 3. – p. 412 – 421.
190. Petrenko Valentyn. Heat transfer modeling in down-flowing laminar films with the developed wavy structure with co-current steam flow / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2016. –Vol. 15. – Issue 3. – p. 203 – 215.
191. Глоба О.В. Плівкові течії в трубах випарних апаратів для яблучного соку / О.В.Глоба, М.О.Прядко, А.В.Форсюк, В.З.Глоба // Наукові праці НУХТ. – 2015. – том. 21. – №2. – С. 88 – 95.
192. Valentyn Petrenko. Heat transfer in down-flowing turbulent evaporating liquid films with developed wavy structure and co-current steam flow / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2016. – Vol. 15. – Issue 4. – p. 284 – 298.

193. Петренко В.П. Ефективність застосування плівкових випарних апаратів та розрахунок інтенсивності тепловіддачі до киплячих цукрових розчинів в них / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М. Рябчук // Цукор України. – 2013. – № 6(90). – С. 21–25.
194. Петренко В.П. Тепловіддача при випаровувальному концентруванні розчинів у вертикальних низхідних кільцевих потоках / В.П.Петренко, М.О. Прядко, О.М. Рябчук, О.В. Глоба // Наукові праці НУХТ. – 2018. – том. 24. – №1. – С.154 – 166.
195. Petrenko Valentyn. Heat Transfer at evaporativ concentration of down flowing in vertical pipes solutions in annular regimes / Valentyn Petrenko, Yaroslav Zasyadko // Food and Environment safety (FES). – 2018. –Vol. 17. – Issue 1. – p. 9 – 19.
196. Тёбе П. Выпарной аппарат с нисходящим потоком выпариваемой жидкости в сахарной промышленности / П.Тёбе // Сахар и свекла. – 1993. – № 1. – С. 1– 4.
197. Филоненко В.Н. Теплогидравлические основы эксплуатации выпарных аппаратов с гравитационно стекающей пленкой / В.Н.Филоненко, Д.Н.Цыганков, А.А. Швецов // Сахар. –2014. – № 4. – С. 2 – 8.
198. Герцен Ю.П. Влияние переменной вязкости на теплоотдачу в ламинарной пленке жидкости / Ю.П.Герцен, Л.Я.Живайкин // Инженерно-физический журнал. – 1979. –том. 36. –№. 5. – С. 800 – 806.
199. Гимбутис Г.И. Влияние переменности физпараметров гравитационной пленки жидкости на ее толщину и теплоотдачу при ламинарном течении / Г.И.Гимбутис, И.Ю.Реклайтис // Инженерно-физический журнал. –1984. – том.46. – №. 6. – С. 891 – 896.
200. Бабак В.Н. Совместный перенос тепла и импульса в пленках жидкости с учетом температурного изменения вязкости / В.Н.Бабак, Т.Б.Бабак, Л.П.Холпанов // Теоретические основы химической технологии. – 2000. – том. 34. – № 4. – С. 416 – 423.
201. Петренко В.П. Вплив нерівномірності розподілу в'язкості на гідродинамічні параметри гравітаційно стікаючої ламінарної плівки / В.П.Петренко, М.О.Прядко, О.М. Рябчук // Наукові праці НУХТ. – 2009. – № 29. – С. 63 – 66.

202. Петренко В.П. Режимы ухудшенной теплоотдачи в пленочных выпарных аппаратах / В.П.Петренко, А.Н. Рябчук // Сахар. – 2014. – № 8. – С. 40 – 47.
203. Петренко В.П. Режими погіршеної тепловіддачі в плівкових випарних аппаратах / В.П. Петренко, О.М.Рябчук, В.І.Бурлака // Цукор України. – 2014. –№ 9 (105). – С. 27 – 34.

ДОДАТКИ

ДОДАТОК 1

ЙМОВІРНІ ПОХИБКИ ОСНОВНИХ І ДОПОМІЖНИХ ВЕЛИЧИН

1.1 Втрати тиску по довжині каналу. Вимірювання втрат тиску по довжині каналу здійснено дифманометром, приєднаного до верхньої та нижньої камер установки. Робочою рідиною застосовано чотирьоххлористий вуглець та бромформ. Для уникнення впливу утвореного конденсату в імпульсній трубці, що підключена до верхньої камери, перед дифманометром встановлена проміжна ємність.

Втрати тиску

$$\Delta p = \Delta h \cdot 10^{-3} g (\rho_{p,p} - \rho_k), \quad (\text{Д.1})$$

де $\rho_{p,p}, \rho_k$ – густини робочої рідини та конденсату, відповідно; Δh – перепад висот на дифманометрі, мм.

У верхній і нижній камерах встановлені давачі тиску, які опитувались модулями системи автоматики. Втрати тиску визначалась, як різниця отриманих показів від давачів.

1.2 Температура стінки. Температура стінки вимірювалась за допомогою мідь-константанових термопар, які зі встановленою періодичністю опитувались модулями системи автоматики. Глибина закладки термопар в стінку – 0,5 мм.

Достовірність отриманих значень температури здійснювалось порівнянням виміряних та розрахованих значень за відомим тепловим потоком на зовнішній поверхні стінки труби і температурою нагрівно пари

$$t_{cm.3.i} = t_s - \frac{q_{3.i}}{\alpha_{1.i}}. \quad (\text{Д.2})$$

Температура внутрішньої стінки труби

$$t_{ст.вн.i} = t_s - \frac{q_{з.i}}{\alpha_{1.i}} - \frac{q_{з.i}}{\lambda_{ст}} R_3 \ln \frac{R_3}{R_{вн}} \quad (Д.3)$$

1.3 Температура плівки. Температура плівки вимірювалась за допомогою мідь-константанових термопар, встановлених у ємності (35) на виході з труби. Термопари з встановленою періодичністю опитувались модулями системи автоматики.

1.4 Тепловий потік. Тепловий потік на зовнішній стінці труби визначався за результатами вимірювань за встановлений проміжок часу кількості конденсату нагрівної пари в збірниках конденсату

$$q_{з.i} = \frac{V_{к} \rho_{к} r}{\tau f_{з.i}} \quad (Д.4)$$

Тепловий потік на внутрішній стінці розраховано як

$$q_{вн.i} = q_{з.i} \frac{d_3}{d_{вн}} \quad (Д.5)$$

Для достовірності отриманих значень здійснювалось вимірювання кількості конденсату вторинної пари.

1.5. Температурний напір. Температурний напір визначався як різниця між температурою внутрішньої стінки труби та середньозваженою температурою рідини на виході з труби

$$\Delta t_i = t_{ст.вн.i} - t_{нл} \quad (Д.6)$$

Таблиця D.1

Оцінка можливої похибки прямих та допобіжних вимірів

Найменування	Позначення	Одиниця виміру	Діапазон виміру	Розрахункове співвідношення	Можлива відносна похибка	Похибка	
						абсолютна	відносна
1	2	3	4	5	6	7	8
Перепад висот у мірниках конденсату	Δh_i	мм	14÷260	-	$\Delta(\Delta h_i)/\Delta h_i$	±1	7,14÷0,38
Тривалість досліду	τ	с	80÷300	-	$\Delta\tau/\tau$	±1	1,25÷0,33
Тепловий потік на зовнішній стінці	$q_{z,i}$	$\frac{кВт}{м^2}$	1÷65	(Д.4)	$(\sigma_h^2 + \sigma_\tau^2)^{\frac{1}{2}}$	0,07÷0,88	7,15÷1,31
Температура зовнішньої стінки труби	$t_{z,ct}$	°C	55÷120	-	$\Delta t_{z,ct}/t_{z,ct}$	±0,1	0,18÷0,08
Температура внутрішньої стінки труби	$t_{вн,ct}$	°C	55÷120	(Д.3)	$(\sigma_{t_{z,cm}}^2 + \sigma_{q_{z,i}}^2)^{\frac{1}{2}}$	3,93÷1,57	7,15÷1,31

Продовж. табл. D.1

1	2	3	4	5	6	7	8
Температура плівки	$t_{пл}$	°C	54÷119	-	$\Delta t_{пл}/t_{пл}$	±0,1	0,19÷0,08
Температурний напір	Δt_i	°C	2÷20	(Д.6)	$(\sigma_{t_{вн.ст}}^2 + \sigma_{t_{пл}}^2)^{\frac{1}{2}}$	0,14÷0,26	7,15÷1,31
Тепловий потік на внутрішній стінці	$q_{вн.i}$	$\frac{кВт}{м^2}$	1,1÷71,5	(Д.5)	$(\sigma_h^2 + \sigma_\tau^2)^{\frac{1}{2}}$	0,08÷0,94	7,15÷1,31
Товщина неперервного шару	δ_n	мм	0,1÷1	-	$\Delta\delta_n/\delta_n$	±0,01	10÷1
Втрати тиску по довжині труби	Δp	Па	15÷20000	(Д.1)	$\Delta(\Delta h)/\Delta h$	5÷18	33÷0,09
Витрата рідини	G	кг/с	0,0033÷0,037	$G=f(\Delta h)$	$\Delta(\Delta h)/\Delta h$	$3,3\div 6,4\cdot 10^{-4}$	0,1÷1,7
Витрата пари на вдування	G_n	кг/с	0,003÷0,0067	$G_n=f(\Delta h)$	$\Delta(\Delta h)/\Delta h$	$1,6\cdot 10^{-4}$	5,3÷2,4

ДОДАТОК 2

ПРИКЛАДИ РОЗРАХУНКУ ПЛІВКОВИХ ВИПАРНИХ АПАРАТІВ ПО ОСЕРЕДНЕНИМ ПАРАМЕТРАМ

Д.2.1. Приклад перевірного розрахунку плівкового випарного апарата в складі останнього 5 корпусу ВУ за однопрохідного режиму.

Розглядаємо плівковий випарний апарат, що експлуатується в режимі 5 корпусу випарної установки цукрового заводу потужністю 7000 тонн/добу. Випарний апарат поверхнею теплообміну 2360 м^2 укомплектовано трубами із нержавіючої сталі діаметром $33 \times 1,5$ мм довжиною 9 м.

Вихідні дані:

Потужність заводу – $A = 7000$ тонн/добу

Витрата соку на апарат – $S_{\text{вх}} = 27\%$;

Концентрація соку, що поступає на концентрування – $CP_{\text{вх}} = 62,3\%$.

Температура нагрівної пари – $t_{\text{гр}} = 94 \text{ }^\circ\text{C}$

Навантаження на випарний апарат – $W_a = 3,67\%$

Кратність циркуляції (рециркуляції) – $N = 1.$ (однопрохідний режим)

Необхідно знайти температуру вторинної пари t_{em} , що відповідає заданому паровому навантаженню.

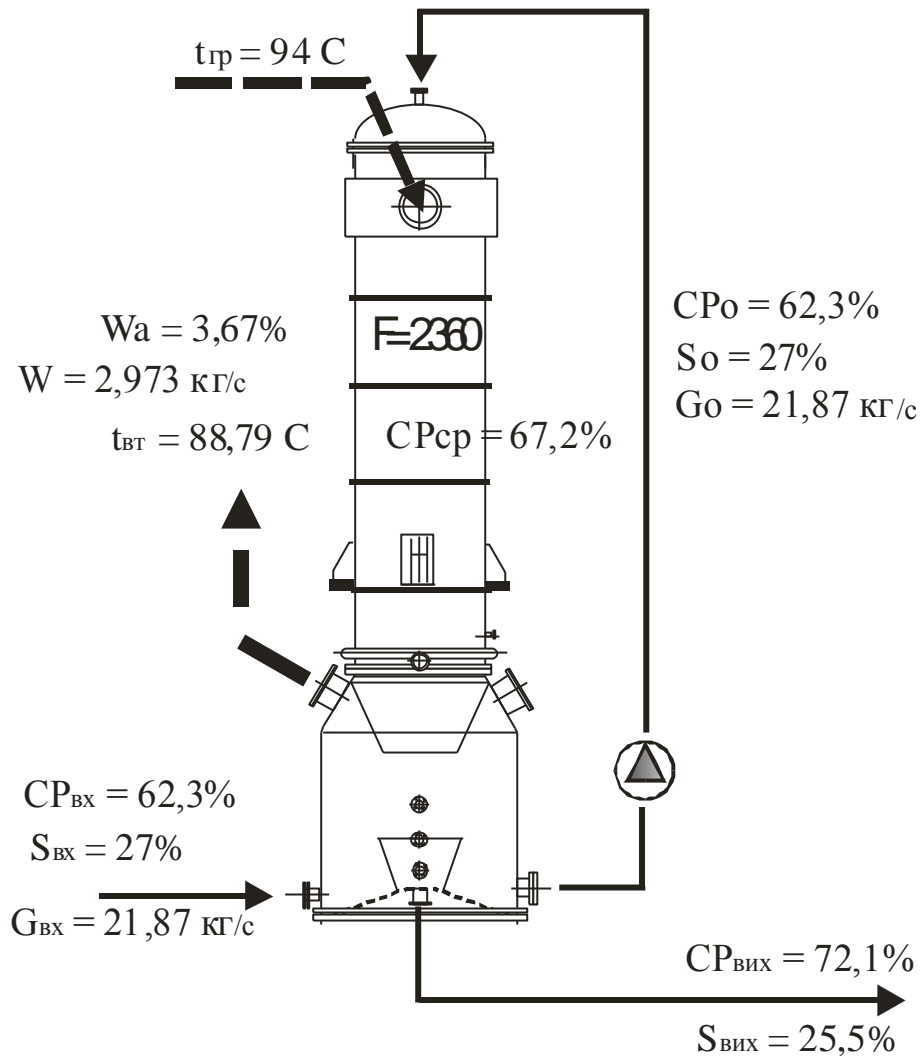


Рис.Д.1 Розрахункова схема режимних параметрів плівкового випарного апарата 5 корпусу ВУ в однопрохідному режимі (без рециркуляції розчину)

Задаємо попередньо температуру вторинної пари на виході із апарата $t_{em} = 87,794 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Концентрація сиропу на виході $CP_{вих} = \frac{CP_{ex} S_{ex}}{S_{ex} - W_a} = \frac{62,3 \cdot 27}{27 - 3,62} = 72,1\%$.

Середня концентрація сиропу в апараті $CP_{cp} = \frac{CP_{ex} + CP_{вих}}{2} = \frac{62,3 + 72,1}{2} = 67,2\%$.

Витрата соку на вході в апарат (на розподільчий пристрій)

$$G_o = \frac{A S_o}{2400} = \frac{7000 \cdot 27}{2400 \cdot 3,6} = 21,87 \text{ кг/с} .$$

Кількість труб $n = \frac{F}{\pi d_{cp} L} = \frac{2360}{3,14 \cdot 0,0315 \cdot 9} = 2651.$

Теплофізичні властивості конденсату при температурі 93 °С

$$\lambda = 0,682 \text{ Вт/мК}; \rho = 963 \text{ кг/м}^3; \nu = 0,317 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; r = 2275 \text{ кДж/кг}$$

Фізико-хімічна температурна депресія

$$\Delta_{\phi i} = 16,22 \frac{T_{нас}^2}{r} \left(\frac{CP_{cp}}{62,655 - 0,695 CP_{cp}} \right) = 16,22 \frac{(273 + 88,79)^2}{2288000} \left(\frac{67,2}{62,655 - 0,695 \cdot 67,2} \right) = 3,89 \text{ } ^\circ\text{С}.$$

Теплофізичні властивості сиропу вибираємо при температурі

$t_{sir} = t_{em} + \Delta_{\phi x} = 87,79 + 3,89 = 91,68 \text{ } ^\circ\text{С}$, концентрації $CP_{cp} = 67,2\%$, чистоті сиропу $Db = 93\%$

$$\lambda = 0,433 \text{ Вт/мК}; \rho = 1293 \text{ кг/м}^3; \nu = 3,94 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; a = 0,1138 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

$$\sigma = 0,0681 \text{ Н/м}; r = 2288 \text{ кДж/кг}; \rho_2 = 0,392 \text{ кг/м}^3; Pr = 34,6$$

Тепловий потік на середній діаметр труби

$$q = \frac{W_a A r}{2400 F 3,6} = \frac{3,67 \cdot 7000 \cdot 2288}{2400 \cdot 2360 \cdot 3,6} = 2,8827 \text{ кВт/м}^2.$$

Випарена із сиропу вода $W = \frac{W_a A}{2400} = \frac{3,67 \cdot 7000}{2400 \cdot 3,6} = 2,973 \text{ кг/с}.$

Швидкість пари на виході із теплообмінної труби

$$u_2^{aux} = \frac{W 4}{\rho_2 \pi d^2 n} = \frac{4 \cdot 2,973}{0,392 \cdot 3,14 \cdot 0,03^2 \cdot 2651} = 4,047 \text{ м/с}.$$

Середня швидкість пари в теплообмінній трубі

$$u_2 = \frac{W 4}{\rho_2 \pi d^2 n \cdot 2} = \frac{4 \cdot 2,973}{0,392 \cdot 3,14 \cdot 0,03^2 \cdot 2651 \cdot 2} = 2,023 \text{ м/с}.$$

Об'ємна щільність зрошення по трубах на вході в апарат

$$\Gamma_{v0} = \frac{G_o}{\pi d n \cdot \rho} = \frac{21,87}{3,14 \cdot 0,03 \cdot 2651 \cdot 1293} = 0,0677 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}.$$

Швидкість циркуляції

$$u_o = \frac{4 \Gamma_{vo}}{d} = \frac{4 \cdot 0,0677 \cdot 10^{-3}}{0,03} = 0,009 \text{ м/с}.$$

Середня по довжині труби об'ємна щільність зрошення

$$\Gamma_v = \frac{G_o - \frac{W}{2}}{\pi d n \cdot \rho} = \frac{21,87 - \frac{2,973}{2}}{3,14 \cdot 0,03 \cdot 2651 \cdot 1293} = 0,0631 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}.$$

Середній по довжині труби коефіцієнт тепловіддачі з боку нагрівної пари (при конденсації) α_1^o

$$\text{Re}_k = \left(\frac{qL}{r\rho v} \right) = \left(\frac{2,88 \cdot 4,5}{2275 \cdot 963 \cdot 0,317 \cdot 10^{-6}} \right) = 18,7$$

$$\alpha_1^o = 0,925 \sqrt[3]{\frac{\lambda^3 p r g}{\nu q L}} \text{Re}_k^{0,053} = 0,925 \sqrt[3]{\frac{0,682^3 963 \cdot 2257 \cdot 9,8}{0,317 \cdot 10^{-6} \cdot 2,88 \cdot 4,5}} 18,7^{0,053} = 12671 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі з боку нагрівної пари з поправкою на наявність газів, що не конденсуються

$$\alpha_1 = 0,9 \alpha_1^o = 0,9 \cdot 12671 = 11485 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}.$$

Середній по довжині труби коефіцієнт тепловіддачі до плівки сиропу.

$$\text{Числа} \quad Re = 4\Gamma_v / \nu = \frac{4 \cdot 0,0631 \cdot 10^{-3}}{3,94 \cdot 10^{-6}} = 64 ; \quad Pe = 4\Gamma_v / a = \frac{4 \cdot 0,0631 \cdot 10^{-3}}{0,1138 \cdot 10^{-6}} = 2217$$

Поправка на геометричні розміри труби

Мінімальна різниця температур між стінкою труби і температурою насичення пари для початку поверхневого кипіння

$$\Delta t_{\min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{\phi\kappa}(C\bar{P}) = \frac{2 \cdot 0,0681 \cdot (273 + 87,79)}{2288 \cdot 10^3 \cdot 0,392 \cdot 0,5 \cdot 10^{-5}} + 3,89 = 10,96 + 3,89 = 14,85.$$

Температура внутрішньої стінки труби

$$t_{cm} = t_{ep} - \frac{q}{\alpha_1} - q \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} = 94 - \frac{2882}{11485} - 2882 \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{17} = 93,495.$$

$$\Delta t = t_{cm} - t_{nac} = 93,495 - 87,79 = 5,705.$$

Оскільки $\Delta t \leq \Delta t_{\min}$ - кипіння відсутнє, тому $K_{boil} = 1 + 0,4 \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\Delta t_{\min}} \right)^{1,2} = 1.$

Поправка на швидкість пари

$$Re_2 = \frac{u_2 d}{\nu_2} = \frac{u_2 d \rho_2}{\mu_2} = \frac{2,023 \cdot 0,03 \cdot 0,392}{11,7 \cdot 10^{-6}} = 2034$$

$$K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} Re_2 \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2} = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} 2034 \left(\frac{1293}{0,392} \right)^{0,2} \right]^2} = 1,003.$$

Середній по довжині труби коефіцієнт тепловіддачі α_2

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} &= 1,12 Re^{-1/3} (0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} Pr^{-0,2}) K_w K_{boil} K_{Ld} = \\ &= 1,12 \cdot 64^{-1/3} (0,85 + 0,01 \cdot 2217^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} 2217^{0,84} 34,6^{-0,2}) 1,003 \cdot 1 \cdot 1,1725 = 0,3502 \end{aligned}$$

$$\alpha_2 = 0,3502 \frac{\lambda}{\left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3}} = 0,3502 \frac{0,433}{\left(\frac{(3,94 \cdot 10^{-6})^2}{9,8}\right)^{1/3}} = 1301 \frac{Bm}{m^2 K}.$$

Середній по довжині труби коефіцієнт теплопередачі

$$K = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} + \frac{1}{\alpha_2}\right)^{-1} = \left(\frac{1}{11485} + \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{17} + \frac{1}{1301}\right)^{-1} = 1059 \frac{Bm}{m^2 K}.$$

Втрати тиску в трубі.

Комплекси

$$H = \sqrt{\frac{\rho \sigma}{g d^2 \rho_2^2}} = \sqrt{\frac{1293 \cdot 0,0681}{9,8 \cdot 0,03^2 \cdot 0,392^2}} = 255; \quad Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d} = \frac{2,02^2}{9,8 \cdot 0,03} = 13,8;$$

$$K_\delta = \sqrt[6]{\frac{\Gamma_v^3 v}{g^2}} \sqrt{\frac{g \rho}{\sigma}} = \sqrt[6]{\frac{0,0631^3 3,94 \cdot 10^{-6}}{9,8^2}} \sqrt{\frac{9,8 \cdot 1293}{0,0681}} = 0,2.$$

$$Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{\frac{d}{d_o}} = 13,8 - 255^{1,1} \sqrt{\frac{0,03}{0,013}} = -660 \leq 0.$$

Коефіцієнт гідравлічного тертя парового ядра об плівку рідини ξ_i

$$\begin{aligned} \xi_i &= \xi_c + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_\delta = \\ &= \frac{0,316}{Re_2^{0,25}} + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_\delta = \frac{0,316}{2034^{0,25}} + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,2 = 0,0509. \end{aligned}$$

$$\text{Втрати тиску від тертя} \quad \Delta P_{i,mp} = \xi \frac{L}{d} \rho_2 \frac{u_2^2}{2} = 0,0509 \frac{9}{0,03} 0,392 \frac{2,02^2}{2} = 12,1 \text{ Па}.$$

$$\text{Втрата тиску від прикорення} \quad \Delta P_{приск} = \rho_2 (u_2^{вх})^2 = 0,398 \cdot 4,04^2 = 6,4 \text{ Па}.$$

$$\text{Вагова складова} \quad \Delta P_{ваз} = \rho_2 g L / 2 = 0,392 \cdot 9,8 \cdot 4,5 = 17,3 \text{ Па}.$$

Втрата тиску на виході із труби

$$\Delta P_{\text{вих}} = 1,2 \left[1 + \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho} \right) \frac{u_2^{\text{вих}}}{u_o} \right] \rho \frac{u_o^2}{2} = 1,2 \left[1 + \left(1 - \frac{0,392}{1293} \right) \frac{4,04}{0,009} \right] 1293 \frac{0,009^2}{2} = 28,4 \text{ Па}.$$

Сумарні втрати тиску

$$\Delta P = \Delta P_{\text{imp}} + \Delta P_{\text{прис}} + \Delta P_{\text{ваз}} + \Delta P_{\text{вих}} = 12,1 + 6,4 + 17,3 + 28,4 = 64,2 \text{ Па}.$$

Температурний градієнт по тиску

$$\frac{dt}{dP} = \frac{1}{P_{89} - P_{88}} = \frac{1}{6,7486 \cdot 10^4 - 6,4947 \cdot 10^4} = 0,0004 \frac{\text{град}}{\text{Па}}.$$

Зростання температури ядра потоку за рахунок збільшення тиску

$$\Delta t_{gd} = \frac{dt}{dP} \Delta P = 0,0004 \cdot 64,2 = 0,026 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Середня температура насичення пари в трубі

$$t_{\text{sat}} = t_v + \Delta t_{gd} = 87,79 + 0,026 = 87,816 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Поправка на пригнічення фізико-хімічної депресії паровим потоком $\delta\Delta t$

$$We = \frac{\rho_2 u_2^2 d}{\sigma} = \frac{0,392 \cdot 2,02^2 \cdot 0,03}{0,0681} = 0,705.$$

$$\delta\Delta t = \left[1 - \exp\left(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe}\right) \right] \Delta_{\text{фк}} = \left[1 - \exp\left(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{0,705} \sqrt[3]{2217}\right) \right] 3,89 = 0,4307.$$

Розрахунковий тепловий потік

$$q_{роз} \cong K (t_{ep} - t_{sat} - \Delta_{фк} (\overline{CP}) + \delta \Delta t) = 1059(94 - 87,816 - 3,89 + 0,4307) = 2885$$

$$\frac{Вт}{м^2}$$

Розрахунковий тепловий потік співпав із заданим за температури вторинної пари на виході із апарата – 88,79 °С

Д.2.2. Приклад перевірного розрахунку плівкового випарного апарата в складі останнього 5 корпусу ВУ за режиму з двократною рециркуляцією сиропу.

Розглядаємо плівковий випарний апарат, що експлуатується в режимі 5 корпусу випарної установки цукрового заводу потужністю 7000 тонн/добу. Випарний апарат поверхнею теплообміну 2360 м² укомплектовано трубами із нержавіючої сталі діаметром 33x1,5 мм довжиною 9 м.

Вихідні дані:

Потужність заводу – $A = 7000$ тонн/добу

Витрата соку на апарат – $S_{вх} = 27\%$;

Концентрація соку, що поступає на концентрування – $CP_{вх} = 62,3\%$.

Температура нагрівної пари – $t_{гр} = 94$ °С

Навантаження на випарний апарат – $W_a = 3,67\%$

Кратність циркуляції (рециркуляції) – $N = 2$.

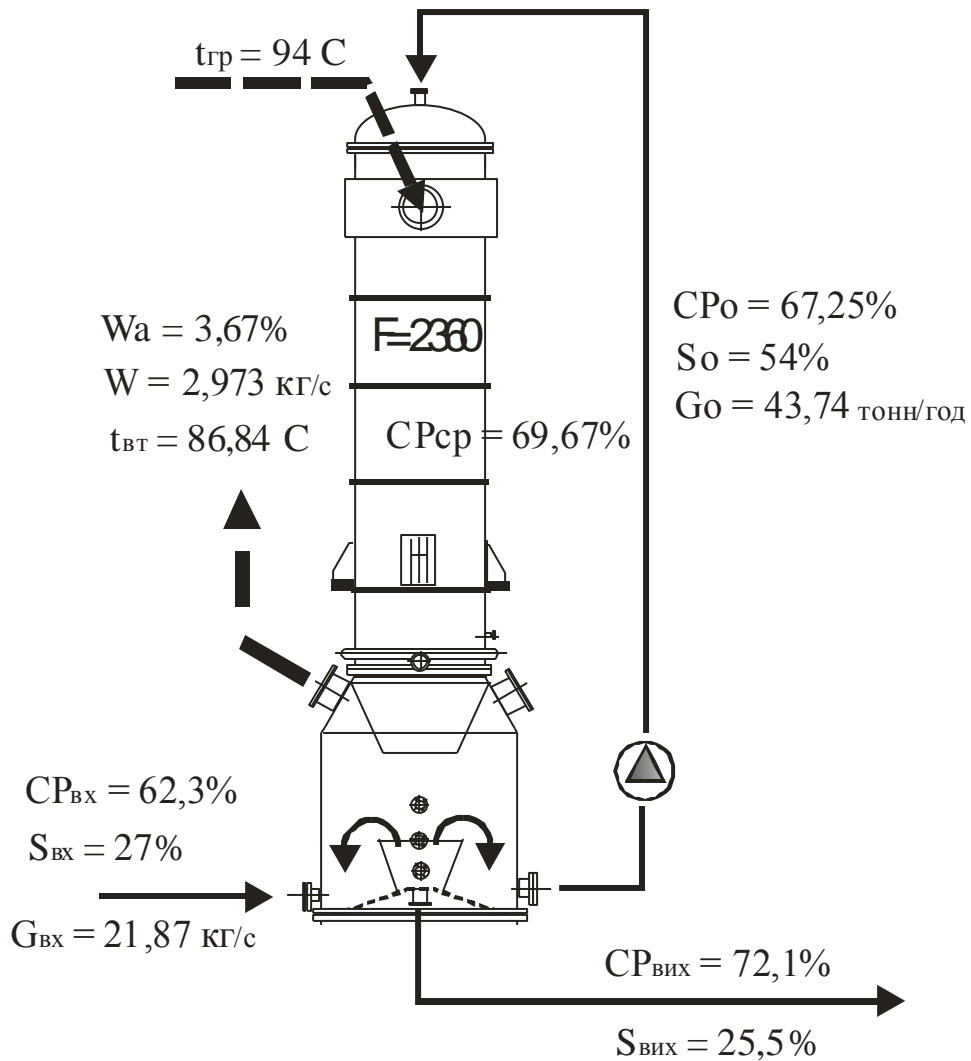


Рис.Д.2 Розрахункова схема режимних параметрів плівкового випарного апарата 5 корпусу ВУ режимі рециркуляції розчину.

Необхідно знайти температуру вторинної пари t_{em} , що відповідає заданим вихідним даним.

Задаємо попередньо температуру вторинної пари на виході із апарата $t_{em} = 86,84 \text{ } ^\circ\text{C}$

$$\text{Концентрація сиропу на виході } CP_{вих} = \frac{CP_{вх} S_{вх}}{S_{вх} - W_a} = \frac{62,3 \cdot 27}{27 - 3,62} = 72,1\% .$$

Концентрація сиропу на вході в апарат

$$CP_o = \frac{CP_{ex}}{N} + CP_{вух} \left(1 - \frac{1}{N}\right) = \frac{62,3}{2} + 72,1 \left(1 - \frac{1}{2}\right) = 67,25\% .$$

Середня концентрація сиропу в апараті $CP_{cp} = \frac{CP_{ex} + CP_{вух}}{2} = \frac{67,25 + 72,1}{2} = 69,65\%$

Витрата соку на вході в апарат (на розподільчий пристрій)

$$G_o = \frac{A S_o N}{2400} = \frac{7000 \cdot 27 \cdot 2}{2400 \cdot 3,6} = 43,74 \text{ кг/с} .$$

Кількість труб $n = \frac{F}{\pi d_{cp} L} = \frac{2360}{3,14 \cdot 0,0315 \cdot 9} = 2651 .$

Теплофізичні властивості конденсату при температурі 93 °С

$$\lambda = 0,682 \text{ Вт/мК}; \rho = 963 \text{ кг/м}^3; \nu = 0,317 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; r = 2275 \text{ кДж/кг}$$

Фізико-хімічна температурна депресія

$$\Delta_{\phi i} = 16,22 \frac{T_{нас}^2}{r} \left(\frac{CP_{cp}}{62,655 - 0,695 CP_{cp}} \right) = 016,22 \frac{(273 + 86,87)^2}{2288000} \left(\frac{69,65}{62,655 - 0,695 \cdot 67,2} \right) = 4,487 \text{ } ^\circ\text{С} .$$

Теплофізичні властивості сиропу вибираємо при температурі

$$t_{sir} = t_{em} + \Delta_{\phi x} = 86,84 + 4,487 = 91,33 \text{ } ^\circ\text{С}, \text{ концентрації } CP_{cp} = 69,65\%, \text{ чистоті сиропу } Db = 93\%$$

$$\lambda = 0,418 \text{ Вт/мК}; \rho = 1309 \text{ кг/м}^3; \nu = 4,893 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; a = 0,1104 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

$$\sigma = 0,0685 \text{ Н/м}; r = 2290 \text{ кДж/кг}; \rho_2 = 0,38 \text{ кг/м}^3; Pr = 44,3 .$$

Тепловий потік на середній діаметр труби

$$q = \frac{W_a A r}{2400 F 3,6} = \frac{3,67 \cdot 7000 \cdot 2290}{2400 \cdot 2360 \cdot 3,6} = 2,886 \text{ кВт/м}^2 .$$

Випарена вода $W = \frac{W_a A}{2400} = \frac{3,67 \cdot 7000}{2400 \cdot 3,6} = 2,973 \text{ кг/с.}$

Швидкість пари на виході із труби

$$u_2^{aux} = \frac{W4}{\rho_2 \pi d^2 n} = \frac{4 \cdot 2,973}{0,38 \cdot 3,14 \cdot 0,03^2 \cdot 2651} = 4,18 \text{ м/с.}$$

Середня швидкість пари

$$u_2 = \frac{W4}{\rho_2 \pi d^2 n \cdot 2} = \frac{4 \cdot 2,973}{0,38 \cdot 3,14 \cdot 0,03^2 \cdot 2651 \cdot 2} = 2,09 \text{ м/с.}$$

Об'ємна щільність зрошення на вході в апарат

$$\Gamma_{v0} = \frac{G_o}{\pi d n \cdot \rho} = \frac{43,75}{3,14 \cdot 0,03 \cdot 2651 \cdot 1309} = 0,135 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$

Швидкість циркуляції

$$u_o = \frac{4 \Gamma_{v0}}{d} = \frac{4 \cdot 0,135 \cdot 10^{-3}}{0,03} = 0,018 \text{ м/с}$$

.

Середня по довжині труби об'ємна щільність зрошення

$$\Gamma_v = \frac{G_o - \frac{W}{2}}{\pi d n \cdot \rho} = \frac{43,75 - \frac{2,973}{2}}{3,14 \cdot 0,03 \cdot 2651 \cdot 1309} = 0,1293 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі з боку нагрівної пари (при конденсації) α_1^o

$$\text{Re}_\kappa = \left(\frac{qL}{r\rho v} \right) = \left(\frac{2,886 \cdot 4,5}{2275 \cdot 963 \cdot 0,317 \cdot 10^{-6}} \right) = 18,72$$

$$\alpha_1^o = 0,9253 \sqrt[3]{\frac{\lambda^3 \rho r g}{\nu q L}} \text{Re}_k^{0,053} = 0,9253 \sqrt[3]{\frac{0,682^3 963 2275 9,8}{0,317 10^{-6} 2,886 4,5}} 18,72^{0,053} = 12757 \text{ Bm}/\text{m}^2 \text{K}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі з боку нагрівної пари з поправкою на наявність газів, що не конденсуються

$$\alpha_1 = 0,9\alpha_1^o = 0,9 12757 = 11482 \text{ Bm}/\text{m}^2 \text{K}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі до плівки сиропу (формула (6.13))

$$\text{Числа} \quad \text{Re} = 4\Gamma_v / \nu = \frac{4 \cdot 0,1293 10^{-3}}{4,893 10^{-6}} = 105,7 ; \quad \text{Pe} = 4\Gamma_v / a = \frac{4 \cdot 0,1293 10^{-3}}{0,1104 10^{-6}} = 4683$$

Поправка на геометричні розміри труби

$$K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{\nu}{\nu_o + \nu} \right) [1 - \exp(-0,05 L^3)] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{4,893 \cdot 10^{-6}}{0,3 \cdot 10^{-6} + 4,893 \cdot 10^{-6}} \right) \times \right. \\ \left. \times [1 - \exp(-0,05 \cdot 4,5^3)] \right\} \times \left(\frac{0,03}{0,02} \right)^{0,35 - 0,06(0,03/0,02)} = 1,173$$

Поправка на поверхневе кипіння

$$K_{boil} = 1 + 0,4 \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\Delta t_{min}} \right)^{1,2} = 1$$

Поправка на швидкість пари

$$\text{Re}_2 = \frac{u_2 d}{\nu_2} = \frac{u_2 d \rho_2}{\mu_2} = \frac{2,09 \cdot 0,03 \cdot 0,38}{11,7 \cdot 10^{-6}} = 2035$$

$$K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \operatorname{Re}_2 \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^{0,2} \right]^2} = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} 2035 \left(\frac{1309}{0,38} \right)^{0,2} \right]^2} = 1,003,$$

Середній по довжині труби коефіцієнт тепловіддачі α_2

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} &= 1,12 \operatorname{Re}^{-1/3} \left(0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} Pr^{-0,2} \right) K_w K_{boil} K_{Ld} = \\ &= 1,12 \cdot 105,7^{-1/3} \left(0,85 + 0,01 \cdot 4683^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} 4683^{0,84} 44,3^{-0,2} \right) 1,003 \cdot 1 \cdot 1,173 = 0,3364 \end{aligned}$$

$$\alpha_2 = 0,3364 \frac{\lambda}{\left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} = 0,3364 \frac{0,418}{\left(\frac{(4,893 \cdot 10^{-6})^2}{9,8} \right)^{1/3}} = 1045 \frac{Bm}{m^2 K}$$

Коефіцієнт теплопередачі

$$K = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{11482} + \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{17} + \frac{1}{1045} \right)^{-1} = 883, \frac{Bm}{m^2 K}$$

Втрати тиску в трубі

Комплекси $H, Fr_2, \left(Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{\frac{d}{d_o}} \right)$:

$$H = \sqrt{\frac{\rho \sigma}{g d^2 \rho_2^2}} = \sqrt{\frac{1309 \cdot 0,0685}{9,8 \cdot 0,03^2 \cdot 0,38^2}} = 265,5; \quad Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d} = \frac{2,09^2}{9,8 \cdot 0,03} = 14,87;$$

$$K_\delta = \sqrt[6]{\frac{\Gamma_v^3 v}{g^2}} \sqrt{\frac{g \rho}{\sigma}} = \sqrt[6]{\frac{(0,1293 \cdot 10^{-3})^3 4,893 \cdot 10^{-6}}{9,8^2}} \sqrt{\frac{9,8 \cdot 1309}{0,0685}} = 0,3$$

$$Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{\frac{d}{d_o}} = 14,87 - 265,5^{1,1} \sqrt{\frac{0,03}{0,013}} = -690 \leq 0$$

Коефіцієнт гідравлічного тертя парового ядра об плівку рідини ξ_i

$$\xi_i = \xi_c + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_\delta =$$

$$= \frac{0,316}{\text{Re}_2^{0,25}} + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} K_\delta = \frac{0,316}{2035^{0,25}} + 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,3 = 0,0512$$

Втрати тиску від тертя $\Delta P_{i,mp} = \xi \frac{L}{d} \rho_2 \frac{u_2^2}{2} = 0,0512 \frac{9}{0,03} 0,38 \frac{2,09^2}{2} = 12,8 \text{ Па}.$

Втрата тиску від прикорення $\Delta P_{приск} = \rho_2 (u_2^{вух})^2 = 0,38 \cdot 4,18^2 = 6,6 \text{ Па}.$

Вагова складова $\Delta P_{ваз} = \rho_2 g L / 2 = 0,38 \cdot 9,8 \cdot 4,5 = 16,7 \text{ Па}.$

Втрата тиску на виході із труби

$$\Delta P_{вих} = 1,2 \left[1 + \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho} \right) \frac{u_2^{вих}}{u_o} \right] \rho \frac{u_o^2}{2} = 1,2 \left[1 + \left(1 - \frac{0,38}{1309} \right) \frac{4,18}{0,018} \right] 1309 \frac{0,018^2}{2} = 58,8 \text{ Па}.$$

Сумарні втрати тиску

$$\Delta P = \Delta P_{imp} + \Delta P_{приск} + \Delta P_{ваз} + \Delta P_{вих} = 12,8 + 6,6 + 16,7 + 58,8 = 95 \text{ Па}.$$

Температурний градієнт по тиску $\frac{dt}{dP} = 0,00041 \frac{\text{град}}{\text{Па}}.$

Зростання температури ядра потоку за рахунок збільшення тиску

$$\Delta t_{gd} = \frac{dt}{dP} \Delta P = 0,00041 \cdot 95 = 0,0395 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Середня температура насичення пари в трубі

$$t_{sat} = t_v + \Delta t_{gd} = 86,84 + 0,0395 = 86,88 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Поправка на пригнічення фізико-хімічної депресії паровим потоком $\delta \Delta t$

$$We = \frac{\rho_2 u_2^2 d}{\sigma} = \frac{0,38 \cdot 2,09^2 \cdot 0,03}{0,0685} = 0,728$$

$$\delta\Delta t = [1 - \exp(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe})] \Delta_{\phi x} = [1 - \exp(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{0,728 \sqrt[3]{4683}})] 4,487 = 0,635.$$

Розрахунковий тепловий потік

$$q_{роз} \cong K (t_{zp} - t_{sat} - \Delta_{\phi k} (C\bar{P}) + \delta\Delta t) = 883(94 - 86,88 - 4,487 + 0,635) = 2885 \frac{Вт}{м^2}$$

Розрахунковий тепловий потік співпав із заданим за температури вторинної пари на виході із апарата – 86,84 °С.

Д.2.3.Результати розрахунків режимних параметрів плівкового випарного апарата в складі останнього 5 корпусу ВУ за інших кратностей циркуляції

Табл № Д1

Таблиця результати розрахунків режимних параметрів випарного апарата для інших кратностей циркуляції N

Т-ра нагрівної пари 94 °С, поверхня теплообміну 2360 м ² , тепловий потік 2,886 кВт/м ² , витрата сиропу на апарат – 21,87 кг/с; концентрація сиропу на вході – 62,3%, концентрація сиропу на виході – 72,1% (режим 5 корпусу ВУ) масове напруження поверхні теплообміну 4,54 кг/м ² год											
Найменування	Позн	Роз м	Кратність циркуляції, N								
			1	1,2	1,5	2	3	4	5	6	8
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Щільність зрошення на вході	$\Gamma_{вх}$	Кг/ (м с)	0,0875	0,105	0,131	0,175	0,263	0,35	0,438	0,525	0,7
Середня щільність зрошення	$\Gamma_{ср}$	Кг/ (м с)	0,0816	0,1	0,125	0,169	0,257	0,344	0,432	0,519	0,694
Т-ра вторинної пари	$t_{втор}$	°С	87,794	87,49	87,18	86,84	86,52	86,39	86,35	86,35	86,42
Коефіцієнт тепловіддачі до плівки сиропу(середн)	α_2	Вт/ (м ² К)	1301	1213	1127	1044	971	945	937	939	956
Коефіцієнт теплопередачі (середн)	K	Вт/ (м ² К)	1059	1000	941	883	830	811	805	806	819

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Середня концентрація	CP_c р	%	67,2	68	68,83	69,65	70,47	70,87	71,12	71,28	71,49
Найважна різниця температур	$\Delta t_{на}$ явн	°C	6,06	6,51	6,82	7,16	7,48	7,61	7,65	7,645	7,58
Відносне відхилення	Δ	%	0	7,4	12,5	18,1	23,4	25,6	26,2	26,15	25,1

ДОДАТОК №3

ВПЛИВ РЕЦИРКУЛЯЦІЇ СИРОПІВ НА ТЕПЛОВІ РОБОЧІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛІВКОВИХ ВИПАРНИХ АПАРАТІВ

В практиці проектування плівкових випарних апаратів [196] прийнято, що масова щільність зрошення трубної поверхні не повинна бути меншою за $0,22 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$, що є превентивним заходом від переконацентрування сиропу в окремих випарювальних каналах в разі падіння витрати розчину на апарат. На останніх корпусах ВУ зазначена величина може бути реалізована лише за режиму примусової рециркуляції сиропу. Рециркуляція сиропу, з одного боку, призводить до потовщення плівки і, як наслідок, зростання дотичної напруги на стінці труби, що корисно, оскільки запобігає відкладенню забруднень на поверхні теплообміну. З іншого боку, рециркуляція викликає зростання концентрації сиропу на вході у випаровувальний канал, що спричиняє падіння інтенсивності тепловіддачі на верхній частині труби.

Оцінимо вплив рециркуляції на теплові характеристики роботи плівкового випарного апарата на прикладі останнього корпусу п'ятикорпусної випарної установки поверхнею 2360 м^2 з трубами діаметром $33 \times 1,5 \text{ мм}$ та довжиною 9 м . за потужності перероблення 7000 тонн буряків за добу.

Відповідно до балансового розрахунку теплової схеми на 5 корпус поступає сироп у кількості $G = 27 \%$ до маси сировини з початковою концентрацією $CP_{поч} = 62,3 \%$. Масова щільність зрошення на вході в труби становить $\Gamma = 0,086 \text{ кг/мс}$. Температуру нагрівної пари та масову концентрацію сиропу на виході пари приймаємо постійними, відповідно $t_{гр} = 94 \text{ }^\circ\text{C}$ та $CP_{вих} = 72\%$. Парове

навантаження на випарний апарат $W = 3,67$ % до маси сировини. При збільшенні кратності рециркуляції витримується умова, що парове навантаження, а, відповідно, і середній тепловий потік залишаються постійними ($q_{cp} = 2,88 \text{ кВт/м}^2$), а реакцією на зміну інтенсивності теплопередачі та зростання фізико-хімічної температурної депресії, внаслідок перерозподілу концентрації по висоті труби, є зміна температура вторинної пари та перерозподіл витратних та режимних параметрів по довжині труби.

Результати розрахунку за співвідношеннями (4.25, 6.7, 6.8, 6.13) розподілення коефіцієнтів тепловіддачі, теплового потоку, масової концентрації сиропу та корисного температурного напору по довжині труби від кратності рециркуляції за постійного теплового навантаження наведено на рис. Д3, Д4.

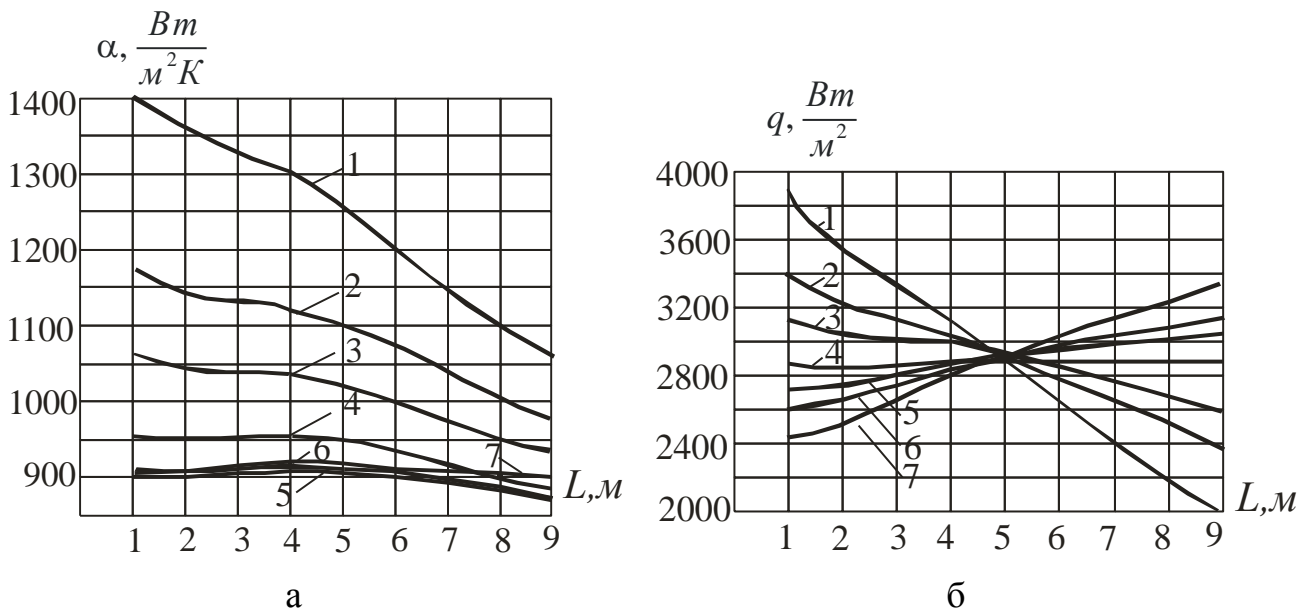


Рис.Д3. Розподіл коефіцієнта тепловіддачі (а) та теплового потоку (б) по довжині кип'ятильного каналу зі зміною кратності рециркуляції N . Для всіх кривих

$$q_{cp} = 2,88 \frac{кВт}{м^2}. 1 - N = 1; 2 - 1,5; 3 - 2; 4 - 3; 5 - 4; 6 - 5; 7 - 8.$$

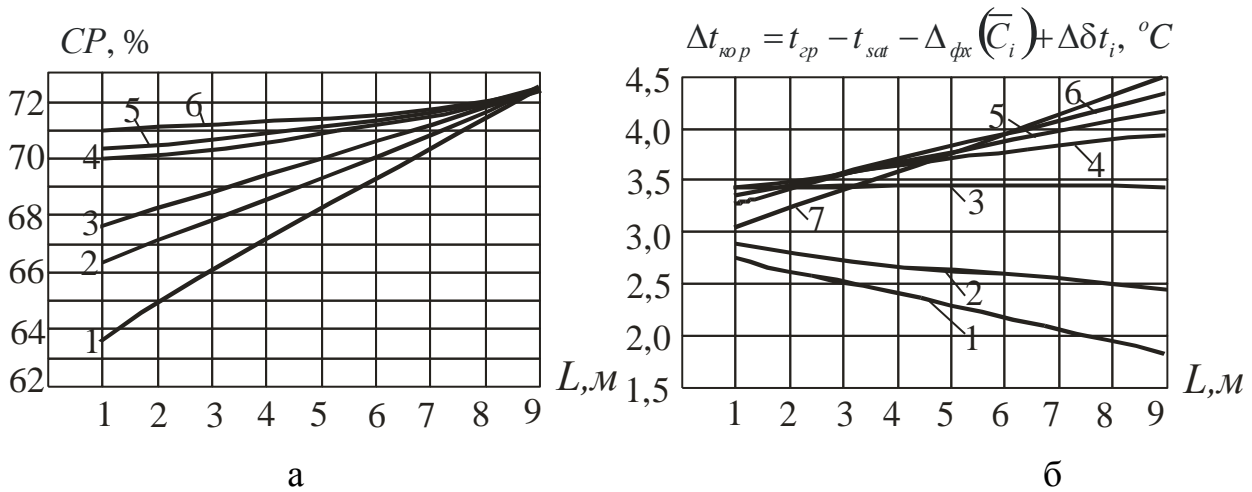


Рис.Д4 Розподіл масової концентрації сиропу (а) та корисного температурного напору (б) по довжині кип'ятильного каналу зі зміною кратності рециркуляції N ($q_{сп} = 2,88 \frac{\kappa Bm}{м^2}$); 1 – $N = 1$; 2 – 1,5; 3 – 2; 4 – 3; 5 – 4; 6 – 5; 7 – 8.

Всі криві на наведених рисунках відповідають постійному середньому тепловому потоку ($q_{сп} = 2,88 \frac{\kappa Bm}{м^2}$), в той час, як наявна різниця температур між нагрівною та вторинною парою для кожної кривої різна, рис. Д5 а.

Залежність зміни температури вторинної пари t_{sat} та наявної різниці температур $\Delta t_{наявн} = t_{сп.пар} - t_{sat}$ від кратності рециркуляції N наведені на рис.Д5.

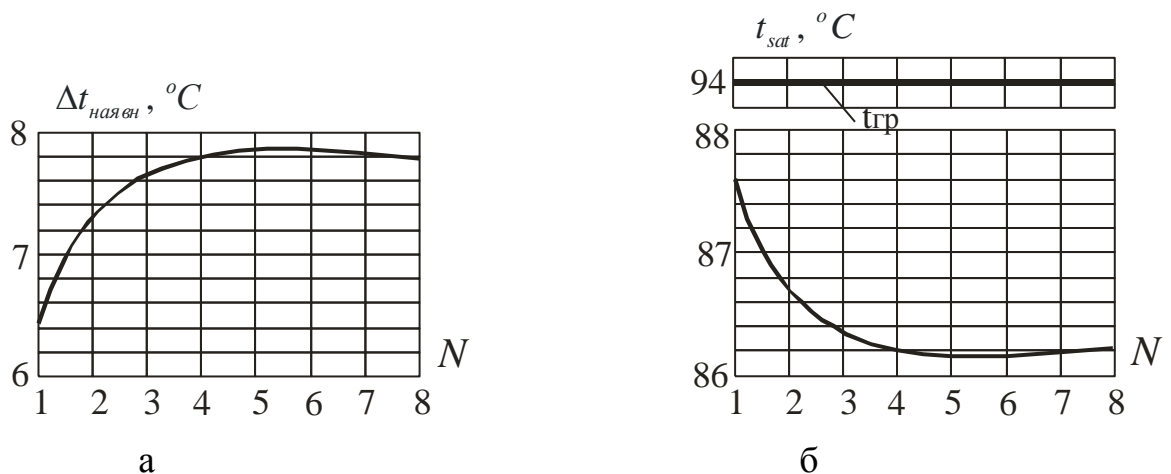


Рис.Д5. Залежність наявної різниці температур $\Delta t_{наявн}$ (а) та температури вторинної пари (б) від кратності рециркуляції N .

Результати розрахунків свідчать, що за умови рівномірного розподілення рідини по трубах мінімальний температурний напір має місце за однопрохідного режиму без рециркуляції, рис.Д5 а. Основна зміна температурного напору (до 20%) відбувається за збільшення кратності рециркуляції N від 1 до 3, з максимумом при $N=5$, рис.Д5 а. Рекомендована в [196] масова щільність зрошення $0,22 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}}$ для даних умов відповідає кратності рециркуляції $N = 2,7$ і знаходиться в несприятливій для процесу теплообміну області.

Важливим експлуатаційним фактором є реакція випарного апарата на аварійне зменшення подавання сиропу на трубні пучки за умови підтримування парового навантаження на заданному (попередньому) рівні. У цьому випадку має місце надмірне зростання концентрації розчину по довжині каналу, стрімке падіння теплового потоку та температури вторинної пари в нижній частині труби. На рис.Д6 наведені результати моделювання розподілення по довжині труби теплового потоку (а), коефіцієнта тепловіддачі (б), концентрації (в) та корисної різниці температур (г) за умови постійного парового (теплового) навантаження $W = 3,67\%$ ($q_{cp} = 2,88 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$) зі зменшенням витрати сиропу на випарний апарат у 2 рази. Температури вторинної пари, при цьому, стрімко падає від $87,6^\circ\text{C}$ до $76,8^\circ\text{C}$, а наявна різниця температур зростає від $6,4^\circ\text{C}$ до $17,2^\circ\text{C}$, рис.Д5. Посилення кратності рециркуляції супроводжується зростанням концентрації та фізико-хімічної депресії на верхніх ділянках труби, рис.Д6 в, падінням інтенсивності тепловіддачі і, як наслідок, температури вторинної пари, рис.Д7.

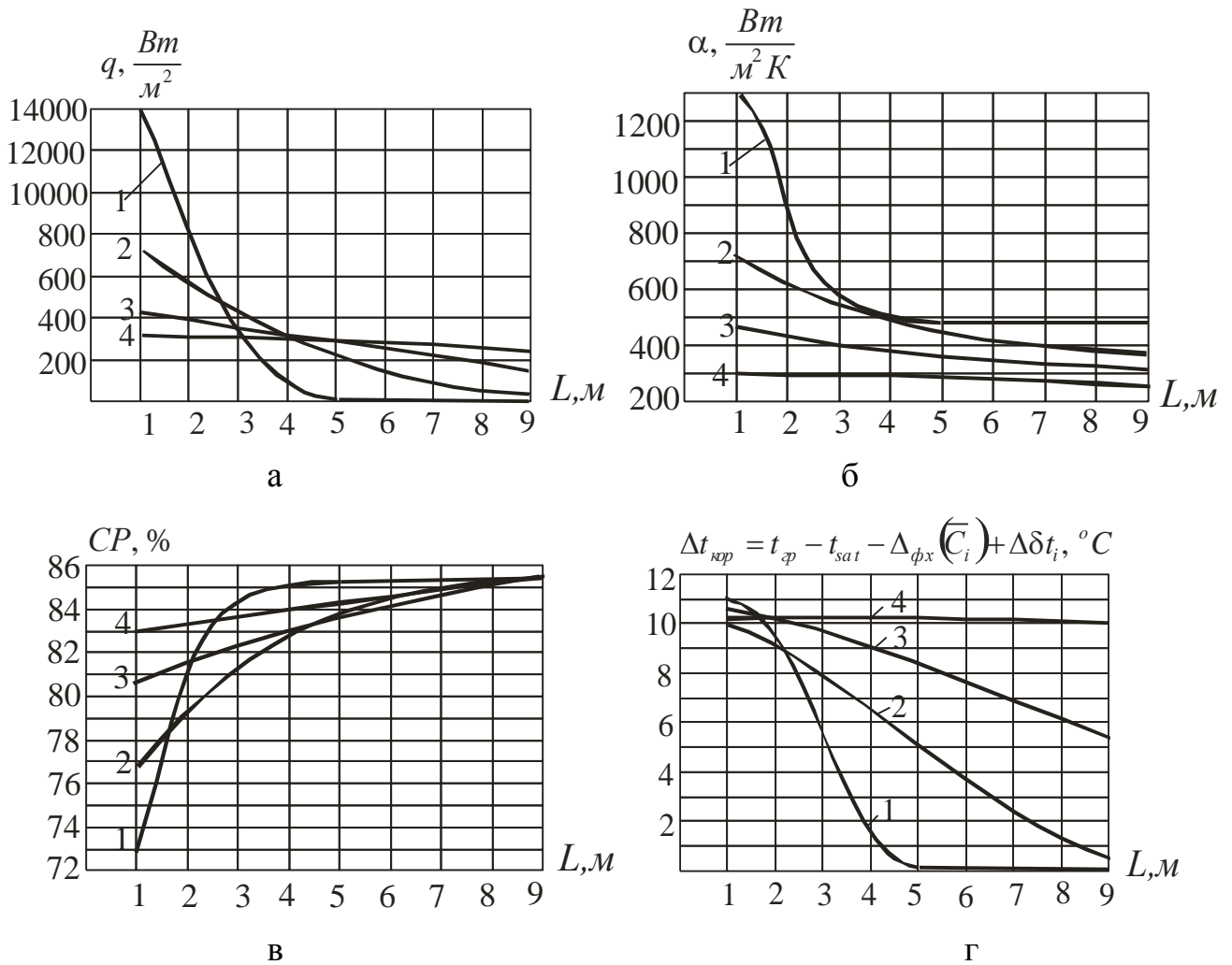


Рис. Дб. Розподілення теплового потоку (а), коефіцієнта тепловіддачі (б), концентрації (в), корисної різниці температур (г) по довжині труби зі зміною кратності рециркуляції N ($q_{\text{сп}} = 2,88 \frac{\kappa Bm}{m^2}$) під час аварійного зменшення витрати сиропу на випарний апарат у 2 рази. 1 – $N = 1$; 2 – 2; 3 – 4; 4 – 8.

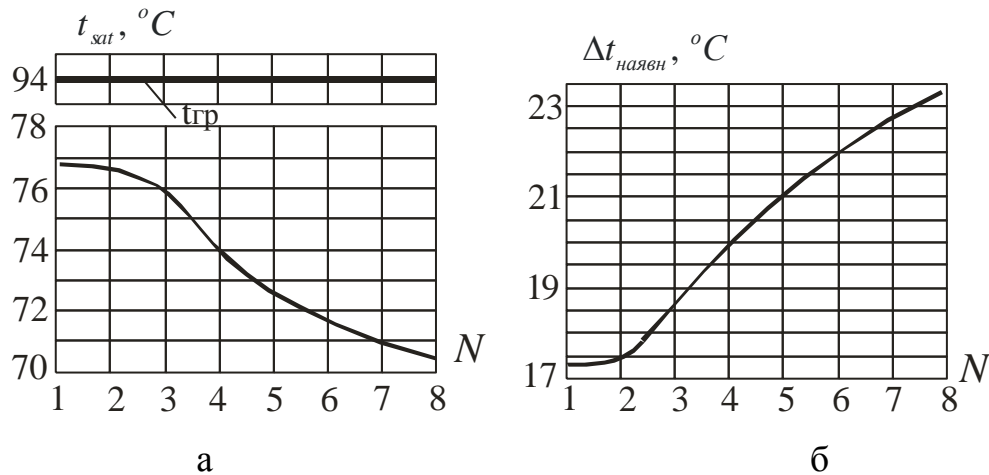


Рис.Д7. Залежність наявної різниці температур $\Delta t_{наявн}$ (а) та температури вторинної пари (б) від кратності рециркуляції N зі зміною витрати сиропу на апарат у 2 рази.

Таким чином, рециркуляція може розглядатися лише як засіб підтримання необхідної щільності зрошення трубної дошки за аварійного падіння витрати сиропу на випарний апарат. Запобігти сценарію стрімкого зростання концентрації в разі аварійного падіння витрати сиропу можна або за рахунок швидкого зменшення парового навантаження, або введенням в потік сиропу води (конденсату) у кількості, яка б, як мінімум, забезпечила вихідну концентрацію на заданому рівні (в даному конкретному випадку 72 %).

Щодо мінімальної щільності зрошення, то, оскільки на випарних апаратах хвостової частини випарної установки процес концентрування розчинів супроводжується потовщенням середньої товщини плівки, а поверхня теплообміну розраховується під заданий наявний температурний перепад і парове навантаження, то за рівномірного розподілення затікання рідини в труби питання мінімальної щільності зрошення втрачає сенс. Випарні установки для концентрування фруктових соків взагалі не проектуються під рециркуляцію, оскільки випарні апарати мають незначні діаметри корпусів (від 0,3 до 1 м), а труби приварені під фаску в трубних дошках, що забезпечує рівномірність затікання рідини в труби.

На потужних випарних апаратах цукрової промисловості, де труби до трубних дошок приєднані вальцюванням, а трубна дошка в певній мірі викривлена, дотриматися рівномірності затікання рідини в труби проблематично. Тому можливість рециркуляції повинна зберігатись, а величину її оптимальної кратності слід визначати для кожного виготовленого випарного апарата експериментально в процесі експлуатації випарної установки.

Матеріали розділу № ДЗ опубліковані в статтях [201– 203]

ДОДАТОК 4

РОЗРАХУНОК ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ТА ЕКОНОМІЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ ВІД ЗАМІНИ ВИПАРНИХ АПАРАТІВ РОБЕРТА НА ПЛІВКОВІ НА ВИПАРНІЙ УСТАНОВЦІ ЦУКРОВОГО ЗАВОДУ

Порівняльний аналіз виконано для цукрового заводу потужністю 6000 тонн буряків за добу, обладнаного новітнім технологічним та теплотехнологічним обладнанням з глибоким використанням вторинних енергоресурсів. Технологічна та теплова схема обладнана: дифапаратами коритного типу, жомопресами глибокого віджиму (Babbini), пресфільтрами для фільтрування осаду після сатурацій (Bosh), патронними фільтрами для фільтрування сиропу, вакуум-апаратами з механічними циркуляторами, центрифугами ВМА, системою автоматизованого управління, яка забезпечує високу ритмічність технологічних процесів. На екстракцію цукру в дифапаратах використовується лише жомопресова вода та конденсати; на гасіння вапна використовуються лише промії з фільтрів з додаванням очищеного соку (без конденсатів). Розбавлення соку від екстрактора до випарної установки не перевищує 0,4% по сухих речовинах. Дифузійний сік перед подаванням на попереднє вапнування нагрівається в підігрівачі утфільною парою. Теплота аміачних конденсатів перед сульфитацією використовується на нагрівання соку перед гарячим вапнуванням. Конденсати головних корпусів випарної установки охолоджуються в каскадних збірниках-випаровувачах.

Порівняльні розрахунки енергетичної та економічної ефективності від впровадження п'яти корпусної випарної установки (ВУ) з плівковими випарними апаратами виконано для двох варіантів: перший – ВУ обладнана випарними апаратами Роберта; другий – ВУ обладнана плівковими випарними апаратами в режимах 2, 3, 4, 5 корпусів ВУ.

Результати розрахунку продуктів виробництва на стадіях очищення

- дигестія буряків – 16,2%.
- відкачка соку із дифапаратів – 112% до маси буряків; сухі речовини дифузійного соку 15,6%;
- витрата нефільтрованого соку на попереднє вапнування – 30%;
- витрата суспензії 2 сатурації на попереднє вапнування – 10%;
- витрата соку перед попереднім вапнуванням – 158%;
- витрата соку перед першою фільтрацією – 126,4%;
- витрата соку перед 2 сатурацією – 120%;
- витрата соку перед випарною установкою – 115,4%, сухі речовини – 15,24%
- клеровка жовтого цукру – 11,3 % , сухі речовини – 65%;
- перша зелена патока – 11,6%, сухі речовини – 81%;
- біла патока – 6,6%, сухі речовини – 78%;
- друга зелена патока – 6,2%, сухі речовини – 82%.

Зважаючи на те, що час перебування розчину в випарних апаратах (ВА) Роберта для хвостових поверхонь випарної установки (ВУ) на порядок перевищує час перебування розчину в плівкових випарних апаратах, оскільки за наявності гідростатичної температурної депресії нижня частина труб в апаратах Роберта фактично є буферною зоною, порівняння варіантів здійснено за умови підтримування однакової якості вихідного сиропу, тобто за різної концентрації сиропу на виході із ВУ – для ВУ з апаратами Роберта – 65,0 %, для плівкової ВУ – 73%.

Плівкові випарні апарати, окрім меншого часу перебування сиропу в апараті, характеризуються відсутністю гідростатичної температурної депресії, що особливо важливо для хвостової частини ВУ, яка перебуває під розрідженням.

Тому заміна випарних апаратів Роберта на плівкові дозволяє суттєво підняти температуру вторинної пари хвостової частини ВУ, відповідно, змістити паровідбори на хвостову частину і збільшити кратність випаровування.

Д4.1. Результати розрахунку показників ефективності теплотехнологічної схеми, обладнаної випарною установкою з випарними апаратами Роберта

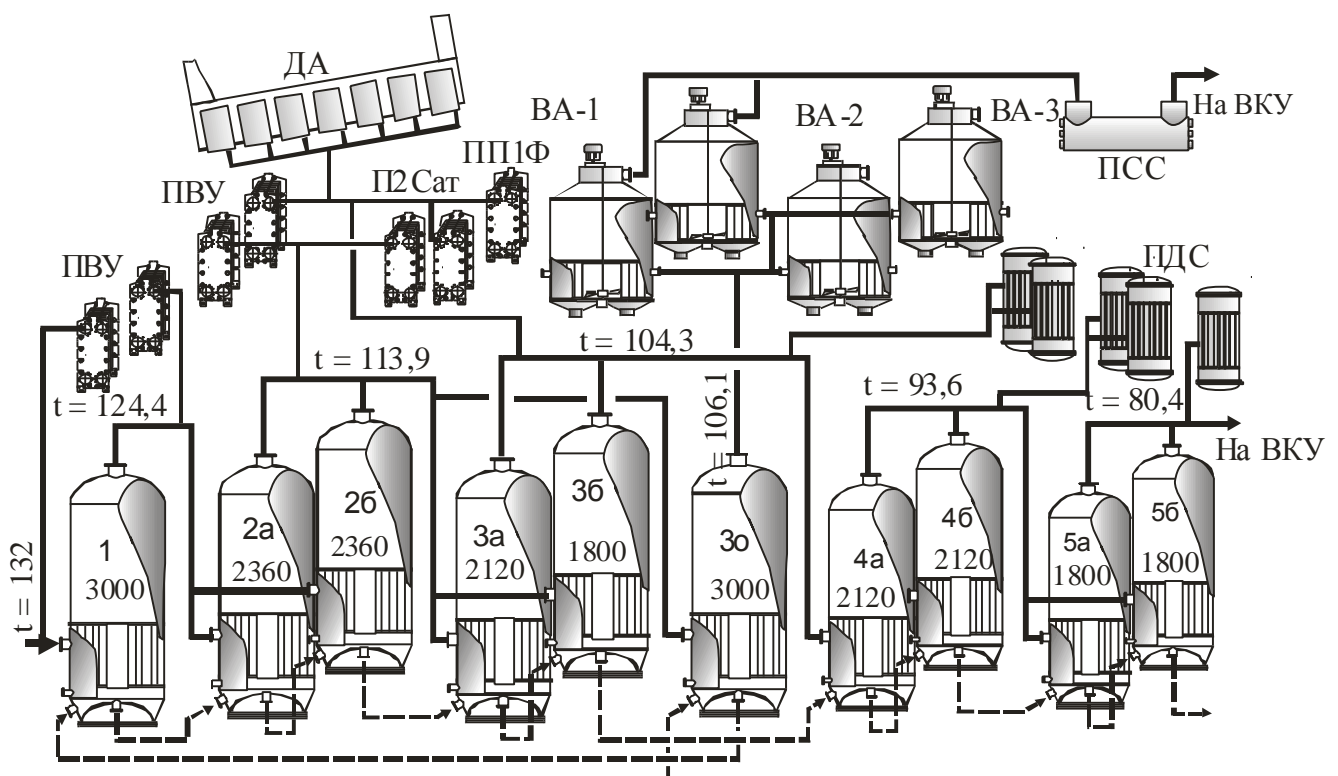


Рис. Д8. Розрахункова теплова схема цукрового заводу з випарними апаратами Роберта (без системи збирання та розподілу конденсатів).

ПВУ – підігрівачі перед ВУ; ПДС – підігрівачі соку перед гарячим вапнуванням; ПП1Ф – підігрівач перед першою фільтрацією; П2Сат – підігрівачі соку перед другою сатурацією; ПСС – підігрівач дифузійного соку паром з вакуум апаратів; ВА-1, ВА-2, ВА-3 – вакуум апарати 1, 2, 3 кристалізації, відповідно; ДА – дифузійний апарат; ВКУ – вакуум-конденсаторна установка.

Витрата пари з корпусів ВУ на нагрівання продуктів виробництва у теплообмінних апаратах (відбори) розрахована за співвідношенням

$$E_i = \frac{x G_i C_i (t_k - t_n)}{r_i},$$

де G_i – витрата продукту (соку) на теплообмінник, який споживає вторинну пару t^{ro} корпусу ВУ; C_i – теплоємність продукту; r_i – теплота пароутворення, що відповідає тиску насичення вторинної пари t^{ro} корпусу ВУ; x – коефіцієнт втрати теплоти в навколишнє середовище, 2%.

Результати розрахунку витрати пари на нагрівання продуктів виробництва на станціях нагрівання наведена в табл №Д2

Таблиця №Д2

Таблиця результатів розрахунку споживання пари з корпусів випарної установки

№	Найменування споживача пари	Позначення	Витрата продукту, %	Початок т-ра соку °С	Кінець т-ра соку °С	Різниця т-тур °С	Витрата пари, %	№ корп. з якого спожив. пара
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Підігрівач дифузійного соку на утфільній парі	ПСС-У	112,0	30	53	23	-	-
2	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 1 групи	ПДС-1 гр	158,14	60,12	70,28	10,16	0	Аміачні конденс
3	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 2 групи	ПДС-2 гр	158,14	70,28	73,88	3,6	0,932	5
4	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 3 групи	ПДС-3 гр	158,14	73,88	85,56	11,68	3,076	4
5	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 4 групи	ПДС-4 гр	158,14	85,56	92,02	6,46	1,719	3
6	Підігрівач соку перед 1 фільтрацією	ПП1Ф	126,4	85	91,76	6,76	1,44	3
7	Підігрівач соку перед 2 сатурацією	ПП2Сат	120	86	95,04	9,0	1,823	2
8	Підігрівач соку перед випарною установкою 1 групи	ПВУ-1 гр	115,4	89	101	12	2,301	3

1	2	3	4	5	6	7	8	9
9	Підігрівач соку перед випарною установкою 2 групи	ПВУ-2 гр	115,4	101	104,5	3,5	0,685	2
10	Підігрівач соку перед випарною установкою 3 групи	ПВУ-3 гр	101,64	104,5	117,3	13,2	2,278	1
11	Підігрівач соку перед випарною установкою 4 групи	ПВУ-4 гр	101,64	117,3	123	5,5	0,964	рет
12	Підігрівач жомопресової води	ПЖпр	55	60	72	12	1,226	3
13	Підігрівач сиропу з клеровкою	ПСК	38,2	77	90	13	0,752	3
14	Дифузійний.апарат	Д_{диф}					2,224	2, 3
15	Вихід пари на конденсатор	Дк	0				0	5
16	Нагрівання барометричної води	ПКП	0				0	5
17	Калорифер сушарки цукру	Дкс					0,4	1
18	Паточні ящики	Дпя					0,4	1

Витрата пари на вакуум апарати 1 кристалізації

$$W_{va1} = 1,08 \left[S_{cip} \left(1 - \frac{CP_{cip}}{CP_{ymf1}} \right) + S_{клер} \left(1 - \frac{CP_{клер}}{CP_{ymf1}} \right) + S_{біл1} \left(1 - \frac{CP_{біл1}}{CP_{ymf1}} \right) \right] + w_{ен1} =$$

$$1,08 \left[26,91 \left(1 - \frac{65,05}{92,5} \right) + 11,3 \left(1 - \frac{65}{92,5} \right) + 6,6 \left(1 - \frac{78}{92,5} \right) \right] + 0,3 = 13,691 \%,$$

де $S_{cip}, S_{клер}, S_{біл1}$ – витрата сиропу, клеровки, білої патоки, відповідно;
 $CP_{cip}, CP_{клер}, CP_{біл1}, CP_{ymf1}$ – концентрація сиропу, клеровки, білої патоки, утфілю 1 продукту, відповідно; $w_{ен1}$ – водні підкачки.

Витрата пари на вакуум апарати 2 кристалізації

$$W_{va2} = 1,1 \left[S_{зн1} \left(1 - \frac{CP_{зн1}}{CP_{ymf2}} \right) \right] + w_{ен2} = 1,1 \left[11,6 \left(1 - \frac{81}{93,5} \right) \right] + 0,4 = 2,106 \%,$$

де $S_{зел1}$ – витрата зеленої першої патоки; $CP_{зн1}, CP_{утф2}$ – концентрація зеленої патоки, утфілю 2 продукту, відповідно.

Витрата пари на вакуум апарати 3 кристалізації

$$W_{ва3} = 1,1 \left[S_{зн3} \left(1 - \frac{CP_{зн2}}{CP_{утф3}} \right) \right] + w_{вн3} = 1,1 \left[6,2 \left(1 - \frac{82}{94} \right) \right] + 0,4 = 1,27 \% ,$$

де $S_{зел2}$ – витрата зеленої другої патоки; $CP_{зн2}, CP_{утф3}$ – концентрації зеленої патоки, утфілю 3 продукту, відповідно.

Табл.№ Д 3

Таблиця розподілення паровідборів по корпусам випарної установки (в % до м.б)

№	Найменування	Познач.	Корпуси випарної установки				
			1	2	3	4	5
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 1 групи	ПДС-1 гр	Аміачні конденсати				
2	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 2 групи	ПДС-2 гр					0,932
3	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 3 групи	ПДС-3 гр				3,076	
4	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 4 групи	ПДС-4 гр			1,719		
5	Підігрівач соку перед 1 фільтрацією	ПП1Ф			1,44		
6	Підігрівач соку перед 2 сатурацією	ПП2-Сат		1,823			
7	Підігрівач перед випарною установкою 1 групи	ПВУ-1 гр			2,301		
8	Підігрівач соку перед випарною установкою 2 групи	ПВУ-2 гр		0,685			
9	Підігрівач соку перед випарною установкою 3 групи	ПВУ-3 гр	2,278				
10	Підігрівач соку перед випарною установкою 4 групи	ПВУ-4 гр	Ретурна пара				

1	2	3	4	5	6	7	8
11	Підігрівач жомопресової води	П-Жпр			1,226		
12	Підігрівач сиропу з клеровкою	П-СК			0,752		
13	Дифузійн.апарат	Дліф		1,483	0,741		
14	Вихід пари на конденсатор	Дк					-
15	Нагрівання барометричної води	ПКП					-
16	Калорифер сушарки цукру	Дкс	0,4				
17	Паточні ящики	Дпя	0,4				
18	Вакуум-апарати 1 кристалізації	$W_{ва1}$			13,69		
19	Вакуум-апарати 2 кристалізації	$W_{ва2}$		2,106			
20	Вакуум-апарати 3 кристалізації	$W_{ва3}$		1,27			
21	Пара самовипаровування на конденсатних збірниках	е	0,586	1,136	1,303	1,129	

Табл.№ Д 4

Таблиця результатів розрахунку витрат сиропу, концентрацій та парових навантажень по корпусам випарної установки.

Розрахункові величини	Позн. Розм.	Корпуси випарної установки					
		1	2	3	4	5	3о
Витрата соку на ВА	$G_{вх},\%$	101,45	69,376	39,8	30,84	28,9	115,14
Витрата соку з ВА	$G_{вих}$	69,376	39,8	30,84	28,9	26,97	101,52
Концентрація соку на вході у ВА	$CP_{вх},\%$	17,297	25,293	44,093	56,902	62,903	15,24
Концентрація соку на виході із ВА	$CP_{вих}$	25,293	44,093	56,902	62,903	65,05	17,285
Випарена волога на ВА	$W,\%$	32.012	29,517	8,96	2,943	0,932	13,624

Розрахунок температурного режиму випарної установки з випарними апаратами Роберта виконуємо на парове навантаження $W\%$ (Табл№Д4) за температури нагрівної пари на перший корпус 132 °С. Інтенсивність тепловіддачі

під час кипіння цукрового розчину в корпусах випарних апаратів Роберта розраховано за співвідношенням Н.Ю.Тобілевича

$$\frac{\alpha}{\lambda} \delta^* = 3,25 \cdot 10^{-4} \left(\frac{q \delta^*}{r \rho_2 a} \right)^{0,6} \left(\frac{P \delta^*}{\sigma} \right)^{0,7} \left(\frac{g \delta^{*3}}{v^2} \right)^{0,125}.$$

Табл.№ Д 5

Таблиця розрахункового температурного режиму випарної установки

Розрахункові величини	Позн. Розм.	Корпуси випарної установки (Роберт)					
		1	2	3	4	5	3о
Т-ра нагрівної пари	$t_{гр}, ^\circ\text{C}$	132	122,81	113,176	103,319	92,926	112,93
Т-ра вторинної пари	$t_{вт},$	123,41	113,876	104,319	93,626	80,434	106,14
Т-ра кипіння	$t_{кип},$	124,71	116,64	108,98	100,24	90,33	108,36
Наявна різниця т-тур	$\Delta t_{наявн},$	8,59	8,935	8,856	9,69	12,49	6,786
Корисна різниця т-тур	$\Delta t_{кор},$	7,3	6,17	4,2	3,08	2,6	4,57
Фізико-хімічна т-рна депресія	$\Delta_{фх},$	0,417	1,335	2,25	3,0	3,35	0,231
Гфдростатична т-рна депресія	$\Delta_{гст},$	0,872	1,43	2,412	3,61	6,546	1,985
Загальна т-рна депресія	$\Delta_{заг},$	1,29	2,765	4,66	6,61	9,896	2,216
Тепловий потік	$q,$ кВт/м ²	16,29	9,645	3,56	1,1	0,415	7,07
Коефіцієнт тепловіддачі в трубах	$\alpha_2,$ Вт/ м ² К	4309	2459	1022	376	163,6	2366
Коефіцієнт теплопередачі	$K,$ Вт/м ² К	2231	1563	849	356	160	1546
Поверхня теплообміну	$F,$ м ²	3000	4720	3920	4240	3600	3000

Витрату газу на технологічні потреби та вироблення газу визначаємо з умови, що вся необхідна для технологічних потреб пара проходить через турбіну. Ентальпія гострої пари 3305 кДж/кг, температура конденсату, що повертається в ТЕЦ 105 С, к.к.д парогенератора 92%.

Табл.№ Д 6

Результуюча таблиця показників ефективності теплотехнологічної схеми обладнаної випарними апаратами Роберта

№	Найменування величин	Позн.	Розрахункове співвідношення	Чис.знач
1	Витрата пари на технологічні потреби	$D_{\text{техн}}$ %	$1,04 \cdot W_1 + D_{\text{прон}} + ПВУ_{\text{рет}} =$ $1,04 \cdot 32,074 + 0,4 + 0,964$	34,72
2	Витрата пари через турбіну	$D_{\text{турб}}\%$	$D_{\text{техн}}/1,07=34,72/1,07$	32,45
3	Питома витрата умовного палива на технологію та вироблення електроенергії	$b_{\text{техн}}\%$ до м.б.	$D \frac{h_i - Ct_{\text{конд}}}{\eta_{\text{пг}} 29300} = 32,45 \frac{3305 - 4,19 \cdot 105}{0,92 \cdot 29300}$	3,45
4	Питома витрата газу на технологію та вироблення електроенергії	$G_{\text{газ}}$ $\text{м}^3/\text{тонну}$ буряків	$G_{\text{газ}} = b_{\text{техн}} 10/K_{\text{газ}} = 3,45 10/1,16$	29,729

Д4.2. Результати розрахунку показників ефективності теплотехнологічної схеми, обладнаної випарною установкою з плівковими випарними апаратами

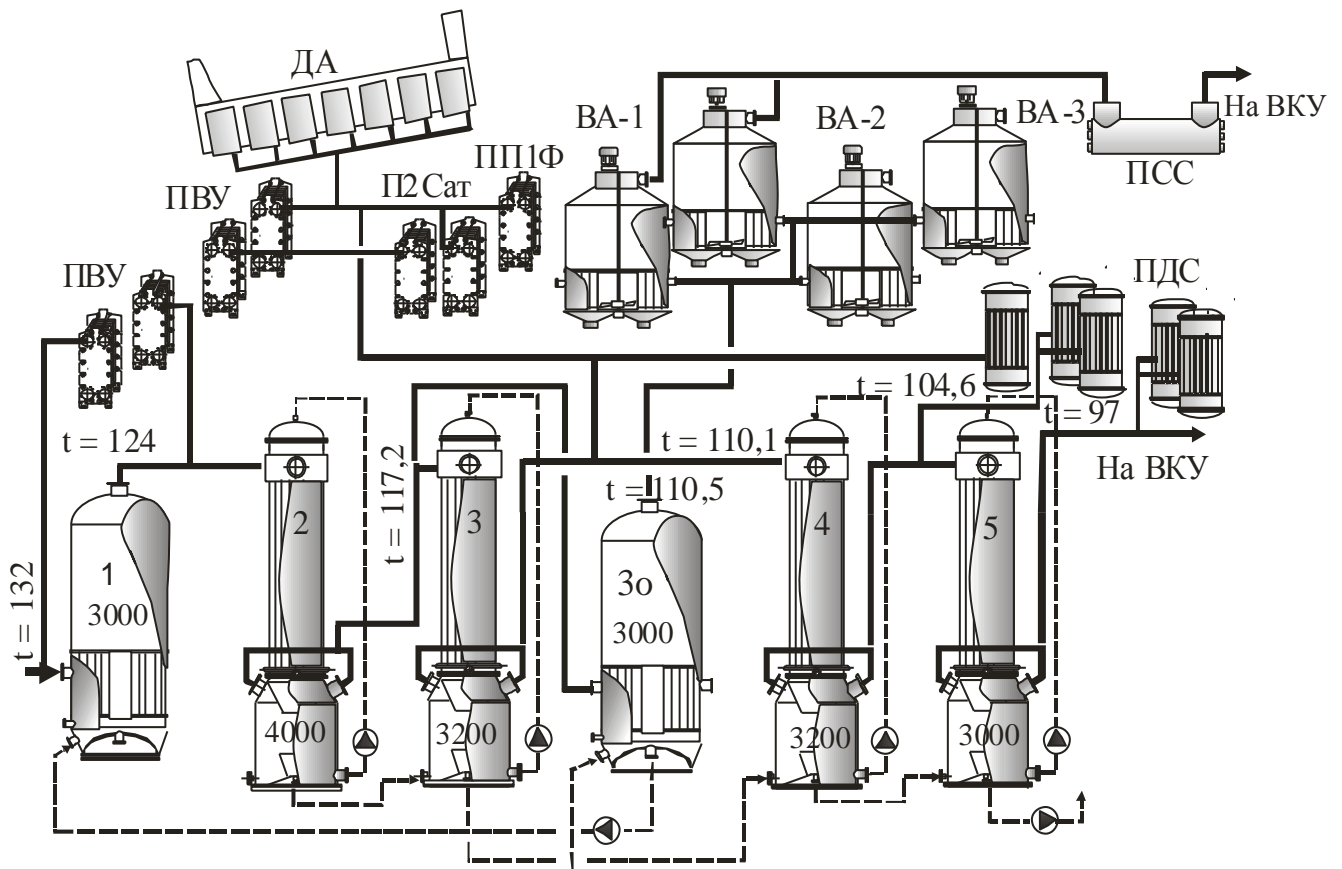


Рис. Д9. Розрахункова тепла схема цукрового заводу з плівковими випарними апаратами в режимі 2,3,4,5 корпусів ВУ (без системи збирання та розподілу конденсатів)(позначення відповідають позначенням на рис. Д8)

Табл.№ Д 7

Таблиця результатів розрахунку температурного режиму підігрівачів та споживання пари з корпусів випарної установки

№	Найменування споживача пари	Позначення	Витрата продукту, %	Почат к.т-ра соку °С	Кінце ва т-а соку °С	Різниця т-тур °С	Витрата пари, %	№ корп. з якого спожив. пара
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Підігрівач дифузійного соку на утфельній парі	ПСС-У	112,0	30	53	23	-	-

1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 1 групи	ПДС-1 гр	158,14	60,12	73,72	13,6	0	Аміачні конденс
3	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 2 групи	ПДС-2 гр	158,14	73,72	87,92	14,21	3,764	5
4	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 3 групи	ПДС-3 гр	158,14	87,92	92,03	4,107	1,089	4
5	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 4 групи	ПДС-4 гр		-	-	-	-	-
6	Підігрівач соку перед 1 фільтрацією	ПП1Ф	126,4	85	91,76	6,76	1,44	3
7	Підігрівач соку перед 2 сатурацією	ПП2Сат	120	86	95,04	9,0	1,823	2
8	Підігрівач соку перед випарною установкою 1 групи	ПВУ-1 гр	115,4	89	108	19	3,675	3
9	Підігрівач соку перед випарною установкою 2 групи	ПВУ-2 гр	115,4	108	108,5	0,5	0,1	2
10	Підігрівач соку перед випарною установкою 3 групи	ПВУ-3 гр	104,64	108,5	118,5	10,0	1,804	1
11	Підігрівач соку перед випарною установкою 4 групи	ПВУ-4 гр	104,64	118,5	122	3,5	0,632	рет
12	Підігрівач жомопресової води	ПЖпр	55	60	72	12	1,241	3
13	Підігрівач сиропу з клеровкою	ПСК	35,29	88	90	2	0,081	3
14	Дифузійн.апарат	Д_{ліф}					2,145	3
15	Вихід пари на конденсатор	Дк	0				0	5
16	Нагрівання барометричної води	ПКП	0				0	5
17	Калорифер сушарки цукру	Дкс					0,4	1
18	Паточні ящики	Дпя					0,4	1

Витрата пари на вакуум апарати 1 кристалізації

$$W_{va1} = 1,08 \left[S_{cip} \left(1 - \frac{CP_{cip}}{CP_{ym\phi 1}} \right) + S_{клер} \left(1 - \frac{CP_{клер}}{CP_{ym\phi 1}} \right) + S_{бiл1} \left(1 - \frac{CP_{бiл1}}{CP_{ym\phi 1}} \right) \right] + w_{en1} =$$

$$1,08 \left[24,0 \left(1 - \frac{73,15}{92,5} \right) + 11,3 \left(1 - \frac{65}{92,5} \right) + 6,6 \left(1 - \frac{78}{92,5} \right) \right] + 0,2 = 10,365 \% .$$

Витрата пари на вакуум апарати 2 кристалізації

$$W_{va2} = 1,1 \left[S_{зн1} \left(1 - \frac{CP_{зн1}}{CP_{ym\phi 2}} \right) \right] + w_{en2} = 1,1 \left[11,6 \left(1 - \frac{81}{93,5} \right) \right] + 0,3 = 2,006 \% .$$

Витрата пари на вакуум апарати 3 кристалізації

$$W_{va3} = 1,1 \left[S_{зн3} \left(1 - \frac{CP_{зн2}}{CP_{ym\phi 3}} \right) \right] + w_{en3} = 1,1 \left[6,2 \left(1 - \frac{82}{94} \right) \right] + 0,3 = 1,176 \% .$$

Табл.№ Д 8

Таблиця розподілення паровідборів по корпусам випарної установки
(витрати пари в % до маси буряків)

№	Найменування	Познач.	Корпуси випарної установки				
			1	2	3	4	5
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 1 групи	ПДС-1 гр	Аміачні конденсати				
2	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 2 групи	ПДС-2 гр					3,764
3	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 3 групи	ПДС-3 гр				1,089	
4	Підігрівач соку перед гарячим вапнуванням 4 групи	ПДС-4 гр			-		
5	Підігрівач соку перед 1 фільтрацією	ПП1Ф			1,44		
6	Підігрівач соку перед 2 сатурацією	ПП2-Сат		1,823			
7	Підігрівач соку перед випарною установкою 1 групи	ПВУ-1 гр			3,675		

1	2	3	4	5	6	7	8
8	Підігрівач соку перед випарною установкою 2 групи	ПВУ-2 гр		0,1			
9	Підігрівач соку перед випарною установкою 3 групи	ПВУ-3 гр	1,804				
10	Підігрівач перед випарною установкою 4 групи	ПВУ-4 гр	Ретурна пара				
11	Підігрівач жомопресової води	П-Жпр			1,241		
12	Підігрівач сиропу з клеровкою	П-СК			0,081		
13	Дифузійн.апарат	Д _{диф}			2,145		
14	Вихід пари на конденсатор	Дк					-
15	Нагрівання барометричної води	ПКП					-
16	Калорифер сушарки цукру	Дкс	0,4				
17	Паточні ящики	Дпя	0,4				
18	Вакуум-апарати 1 кристалізації	W _{ва1}			10,36		
19	Вакуум-апарати 2 кристалізації	W _{ва2}		2,006			
20	Вакуум-апарати 3 кристалізації	W _{ва3}		1,176			
21	Пара самовипаровування на конденсатних збірниках	e	0,429	0,616	0,704	0,706	

Табл.№ Д 9

Витрата, концентрація сиропу та парове навантаження по корпусам випарної установки

Розрахункові величини	Позн. Розм.	Корпуси випарної установки					
		1	2	3	4	5	3о
Витрата соку на ВА	G _{вх} , %	104,79	75,763	48,91	31,883	27,735	115,14
Витрата соку з ВА	G _{вих}	75,763	48,91	31,883	27,735	23,973	104,79
Концентрація соку на вході у ВА	CP _{вх} , %	16,745	23,161	35,878	55,036	63,265	15,24
Концентрація соку на виході із ВА	CP _{вих}	23,161	35,878	55,036	63,265	73,2	16,745
Випарена волога на ВА	W, %	29.03	26,854	17,025	4,147	3,764	10,347

Табл. № Д 10

Температурний режим випарної установки з плівковими випарними апаратами

Розрахункові величини	Позн. Розм.	Корпуси випарної установки (плівкові ВА)					
		1, Р _{об}	2	3	4	5	3о, Р _{об}
Т-ра нагрівної пари	$t_{гр}, ^\circ\text{C}$	132	123,42	116,5	109,1	103,8	116,2
Т-ра вторинної пари	$t_{вт},$	124,02	117,2	110,1	104,6	97	110,5
Т-ра кипіння	$t_{кип},$	125,27	117,68	111,427	107,364	101,641	112,5
Наявна різниця т-тур	$\Delta t_{наявн},$	8,0	7,98	6,4	4,5	7,981	5,694
Корисна різниця т-тур	$\Delta t_{кор},$	6,73	5,739	5,073	1,736	2,159	3,702
Фізико-хімічна т-рна депресія	$\Delta_{фх},$	0,384	0,642	1,679	2,93	4,937	0,225
Т-рна (поправка)	$\Delta \delta t$	-	0,161	0,352	0,165	0,295	-
Тепловий потік	$q,$ кВт/м ²	14,744	10,766	8,664	2,72	2,369	5,34
Коефіцієнт тепловіддачі в трубах	$\alpha_2, \text{Вт}/$ $\text{м}^2 \text{К}$	4100	3639	2718	1984	1333	1443
Коефіцієнт теплопередачі	$K,$ Вт/м ² К	2191	1876	1708	1567	1098	1749
323м ² /м	$F, \text{м}^2$	3000	4000	3200	3200	3000	3000

Табл. № Д 11

Результуюча таблиця показників ефективності теплотехнологічної схеми з плівковими випарними апаратами випарними апаратами

№	Найменування величин	Позн	Розрахункове співвідношення	Чис.знач
1	Витрата пари на технологічні потреби	$D_{техн}$ %	$1,04 \cdot W_1 + D_{прон} + ПВУ_{рем} =$ $1,04 \cdot 29,03 + 0,4 + 0,632$	31,22
2	Витрата пари через турбіну	$D_{турб}\%$	$D_{техн}/1,07=31,22/1,07$	29,18
3	Питома витрата умовного палива на технологію та вироблення електроенергії	$b_{техн}\%$ до м.б.	$D \frac{h_i - Ct_{конд}}{\eta_{пг}} = 29,18 \frac{3305 - 4,19 \cdot 105}{0,92 \cdot 29300}$	3,101
4	Питома витрата газу на технологію та вироблення електроенергії	$G_{газ}$ м ³ /тонну буряків	$G_{газ} = b_{техн} 10/K_{газ} = 3,101 10/1,16$	26,73

Д4.3 Енергетична ефективність від заміни випарних апаратів Роберта на плівкові випарні апарати

Інтенсивність тепловіддачі до киплячих сиропів в плівкових випарних апаратах перевищує коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння сиропів в апаратах Роберта: для 5 корпусу ВУ – у 8 разів, для 4 корпусу – у 5,3 рази; для 3 корпусу - у 1,9 рази; для 2 корпусу – у 1,48 рази, рис. Д10 а.

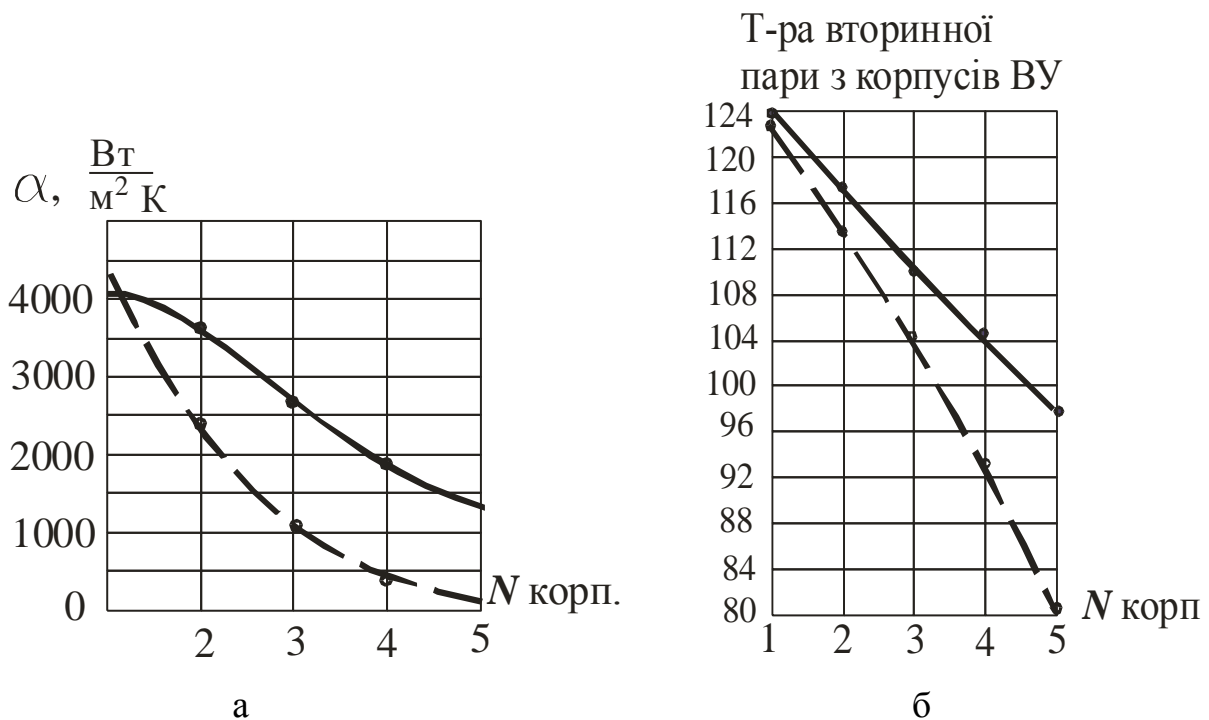


Рис. Д10. Порівняння коефіцієнтів тепловіддачі (а) та температури вторинної пари (б) по корпусам випарної установки цукрового заводу з випарними апаратами Роберта (штрихова лінія) та з плівковими випарними апаратами, (суцільна лінія).

В результаті застосування плівкових випарних апаратів замість випарних апаратів Роберта в режимах 2, 3, 4, 5 ступенів випаровування, внаслідок інтенсифікації теплообміну, рис.Д10, та відсутності гідростатичної температурної депресії, підвищилася температура вторинної пари хвостових корпусів ВУ, рис. Д10б.

Табл. № Д12

Таблиця температури вторинної пари по корпусам випарних установок та гідростатичної температурної депресії на випарних апаратах Роберта.

Найменування	Корпуси випарної установки					
	1	2	3	4	5	3о
Т-ра вторинної пари з корпусів ВУ з апаратами Роберта	123,41	113,87	104,3	93,63	80,4	106,1
Т-ра вторинної пари з корпусів ВУ з плівковими випарними апаратами	124,02	117,2	110,1	104,6	97	110,5
Гідростатична температурна депресія на апаратах Роберта	0,872	1,43	2,412	3,61	6,55	1,985

В результаті збільшення температури вторинної пари хвостової частини ВУ має місце перерозподіл паровідборів, а саме:

- нагрівання соку перед гарячим вапнуванням здійснюється переважно вторинною парою 5 корпусу ВУ, а не парою 4 та 3 корпусів ВУ;
- зникла необхідність в нагріванні сиропу з ВУ та клеровки;
- підвищена густина сиропу на вакуум апаратах з механічною циркуляцією зменшує час уварювання утфілю і споживання пари з ВУ.

Таким чином, в результаті заміни випарних апаратів Роберта на плівкові в режимах 2, 3, 4, 5 ступенів випаровування зменшено питоме споживання газу на технологічний процес отримання цукру на 3 м^3 на тонну буряків (з 29,729 до 26,73 $\text{м}^3/\text{тонну}$); при цьому, питома поверхня корпусів випарної установки зменшилася з 374 до 324 $\text{м}^2/100 \text{ кг}$ буряків.

Д.4.4 Економічна ефективність від заміни випарних апаратів Роберта на плівкові випарні апарати

Цукрові заводи потужністю перероблення $A = 6000$ тонн/добу за сезон сокодобування переробляють до $B = 600$ тис. тонн буряків (сезон виробництва 3,3 місяці). Відповідно, в результаті зменшення питомого споживання газу на ΔG

= 3 м³/тонну буряків, споживання природного газу G на технологічний процес за сезон виробництва зменшиться на

$$G = \Delta G B = 3 \cdot 600 = 1800 \text{ тис. м}^3 .$$

Витрата коштів на придбання газу за сезон виробництва цукру складає 900 тис. доларів , або 23,4 млн.грн (при вартості долара 26 грн/долар та ціни на газ 500 \$/1000м³).

Додаткова сумарна потужність споживання електроенергії насосами подавання сиропу на верхню частину плівкових випарних апаратів не перевищує $N = 300 \text{ кВт}$. За власного вироблення електроенергії на протитисковій турбіні з параметрами гострої пари (температура перегрітої пари $t = 435 \text{ }^\circ\text{C}$, тиск перед турбіною $P = 35 \text{ бар}$) та вартістю газу 500 \$/1000м³, собівартість власної електроенергії не перевищує $C_{ел} = 1,8 \text{ грн/кВт год}$. Тоді перевитрата коштів на вироблення електроенергії ΔE , яка витрачається на роботу циркуляційних насосів за сезон виробництва, складає

$$\Delta E = N \cdot 24 \cdot 30 \cdot 3,3 \cdot C_{ел} = 300 \cdot 24 \cdot 30 \cdot 3,3 \cdot 1,8 = 1,28 \text{ млн.грн.}$$

Відповідно, зменшення затрат на енергоносії (природній газ): $23,4 - 1,28 = 22,12 \text{ млн. грн./сезон}$.

Вартість плівкового випарного апарата поверхнею 3000 м² з трубами із нержавіючої сталі становить 10 млн.грн; 4000 м² – 13 млн.грн. Сумарні затрати на придбання 4 плівкових випарних апаратів – 45 млн.грн., монтажні роботи (10%) – 4,5 млн.грн. В разі кредитування під 30% річних сумарні затрати на реконструкцію випарної установки не перевищують 65 млн.грн. а термін окупності затрат ($65/22,12 = 2,94$) – 3 сезони виробництва.

В разі продажу демонтованих випарних апаратів Роберта на ринку бувшого у використанні обладнання, сума затрат на придбання плівкових випарних

апаратів зменшиться щонайменше на третину і складатиме 30 *млн.грн*, а сумарні затрати на реконструкцію – 45 *млн.грн*. Відповідно, термін окупності – 2 сезони виробництва.

ДОДАТОК 5.

АКТИ ВПРОВАДЖЕННЯ МАТЕРІАЛІВ ДИСЕРТАЦІЙНОЇ РОБОТИ

ЗАТВЕРДЖУЮ
Генеральний директор
ТОВ фірма "ТМА"


В.М.Кухар
21.11.2019 р.


А К Т

про практичне застосування результатів дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення".

Даним актом засвідчуємо, що результати дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення" використовуються співробітниками ТОВ фірма "ТМА" в перевірочних теплових розрахунках плівкових випарних апаратів випарних установок цукрових заводів під час їх технічного переоснащення.

В.П.Петренком передані ТОВ фірма "ТМА" наступні матеріали:

- результати математичного та фізичного моделювання теплогідродинамічних процесів в стікмочних плівках розчинів з розвинутою хвильовою структурою, що мають місце в кип'ятильних каналах плівкових випарних апаратів;
- інженерні співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних паро-рідинних потоків цукрових розчинів, які охоплюють весь діапазон змін витратних та режимних параметрів, що реалізуються у випарних апаратах випарних установок цукрових заводів;
- методики перевірочних та конструктивних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах їх експлуатації;
- приклади перевірочних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах їх експлуатації.

Технічний директор
ТОВ фірма "ТМА"



О.П.Чернявський



А К Т

про практичне застосування результатів дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвилювою структурою під час пароутворення".

Даним актом засвідчуємо, що результати дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвилювою структурою під час пароутворення" використовуються співробітниками ТОВ "ВГ Техінсервіс", яка є розробником та виробником плівкових випарних апаратів серії ТВП на Гребінковському машинобудівному заводі, під час їх конструктивних та перевірочних теплових розрахунків.

В.П.Петренком передані ТОВ "ВГ Техінсервіс" наступні матеріали:

- результати математичного та фізичного моделювання теплогідродинамічних процесів в стікаючих плівках розчинів з розвинутою хвилювою структурою, що мають місце в кип'ятильних каналах плівкових випарних апаратів;
- інженерні співвідношення для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до кільцевих низхідних паро-рідинних потоків цукрових розчинів, які охоплюють весь діапазон змін витратних та режимних параметрів, що реалізуються у випарних апаратах випарних установок цукрових заводів;
- методики перевірочних та конструктивних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах їх експлуатації;
- приклади перевірочних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах їх експлуатації.

Головний інженер проєкту
 ТОВ ВГ "Техінсервіс"

Г.В.Кабальський

ЗАТВЕРДЖУЮ
Голова правління
ПРАТ "АК САТЕР"



О.В.Арапов

2019 р.

А К Т

про практичне застосування результатів дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення".

Даним актом засвідчуємо, що результати дисертаційної роботи В.П.Петренка "Теплогідродинамічні процеси в низхідних кільцевих паро-рідинних потоках розчинів з розвинутою хвильовою структурою під час пароутворення" використовуються співробітниками ПРАТ АК "САТЕР" в конструктивних та перевірочних теплових розрахунках плівкових випарних апаратів випарних установок цукрових заводів під час їх технічного переоснащення.

В.П.Петренком передані ПРАТ АК "САТЕР" наступні матеріали:

- результати математичного та фізичного моделювання теплогідродинамічних процесів в стікаючих плівках розчинів з розвинутою хвильовою структурою, що мають місце в кип'ятильних каналах плівкових випарних апаратів;
- інженерні співвідношення для розрахунку інтенсивності теплоїддачі до кільцевих низхідних паро-рідинних потоків цукрових розчинів, які охоплюють весь діапазон змін витратних та режимних параметрів, що реалізуються у випарних апаратах випарних установок цукрових заводів;
- методики перевірочних та конструктивних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах експлуатації;
- приклади перевірочних теплових розрахунків плівкових випарних апаратів як в однопрохідному, так і рециркуляційному режимах експлуатації.

Радник голови правління
ПРАТ "АК САТЕР"

С.М.Почко

П Р О Т О К О Л

результатів вимірювань режимних параметрів плівкового випарного апарата поверхнею 3250 м², встановленого на Саливонківському цукровому заводі четвертим корпусом 5^{тн} корпусної випарної установки з випарними апаратами Роберта під час експлуатації на 11.10.2017 р.

В процесі випробовувань вимірювались: температури нагрівної t_{zp} та вторинної t_{em} пари 4 корпусу ВУ, витрата сиропу із 5 корпусу ВУ G_{sir5} , витрата сиропу на розподільну решітку 4 корп. ВУ з рециркуляційного насоса G_{o4} , концентрація сиропу із 4 корпусу ВУ CP_{aut4} , концентрація сиропу із 5 корпусу ВУ CP_{aut5} , концентрація сиропу, що поступає на 4 корпус ВУ CP_{in4} . Вимірювання температур, витрат сиропу та концентрацій сиропу здійснювалось заводськими вимірювальними приладами в рамках загально-заводської системи контролювання експлуатаційних параметрів випарної установки.

Конструктивні характеристики плівкового випарного апарата: поверхня теплообміну – 3250 м², довжина труб – 9 м, діаметр труб – 35x 1,5 мм, число труб – 3433 шт, матеріал труб – нержавіюча сталь.

Потужність перероблення на 11.10.2017 – 7200 тонн буряків за добу.

Дані вимірювань режимних параметрів та результатів розрахунку теплових характеристик плівкового випарного апарата наведені в таблиці №1.

Розрахунки теплового навантаження та дослідного експлуатаційного коефіцієнта теплопередачі здійснено за співвідношеннями:

Витрата сиропу на вході в 4 корпус ВУ S_{in4} розрахована за даними вимірювань, як

$$S_{in4} = S_{aut5} \frac{CP_{aut5}}{CP_{in4}},$$

де S_{aut5} – витрата сиропу із 5 корпусу ВУ, CP_{in4} , CP_{aut5} – концентрації сиропу на вході у 4 корпус ВУ та на виході із 5^{го}, відповідно, %.

Випарена волога на 4 корпусі ВУ: $W_4 = S_{in4} - S_{aut4}$; тепловий потік: $q = \frac{W_4 r}{F}$.

Дослідний коефіцієнт теплопередачі, віднесений до корисної різниці температур (16 колонка таблиці)

$$K = \frac{q}{t_{zp4} - t_{em4} - \Delta_{fx}}.$$

Дослідний коефіцієнт теплопередачі, віднесений до корисної різниці температур з врахуванням пригнічення депресії потоком пари (17 колонка таблиці)

$$K = \frac{q}{t_{zp4} - t_{em4} - \Delta_{fx} + \delta \Delta t},$$

де Δ_{fx} – фізико-хімічна температурна депресія розрахована як

$$\Delta_{fx} = 16,22 \frac{(273,15 + t_4)^2}{r} \frac{CP_{4cp}}{62,655 - 0,695 \cdot CP_{4cp}}.$$

Функція пригнічення депресії паровим потоком $\delta\Delta t$ розрахована як

$$\delta\Delta t = \left[1 - \exp\left(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe}\right) \right] \Delta_{fx},$$

де $Pe = \frac{4\Gamma_v}{a}$, $We = \frac{\rho_2 u_2^2 d}{\sigma}$ – числа Пекле та Вебера, відповідно; $\Gamma_v, a, \rho_2, \sigma, u_2, d$ – об'ємна щільність зрошення, температуропровідність, густина пари, поверхневий натяг, середня швидкість пари, діаметр труби відповідно.

Складові розрахункового коефіцієнта теплопередачі, віднесеного до корисної різниці температур з врахуванням пригнічення депресії потоком пари (18 колонка таблиці), знайдено зі співвідношень:

– коефіцієнт тепловіддачі при конденсації пари

$$\alpha_1 = 0,9 \cdot 0,925 \sqrt[3]{\frac{\lambda^3 \rho r g}{\nu q L} \left(\frac{qL}{r \rho \nu} \right)^{0,053}};$$

– коефіцієнт тепловіддачі до плівки розчину в трубі

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 \text{Re}^{-1/3} \left(0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} \text{Pr}^{-0,2} \right) K_w K_{boil} K_{Ld},$$

$$\text{поправка на геометрію каналу } K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{\nu}{\nu_o + \nu} \right) \left[1 - \exp(-0,05 L^3) \right] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)},$$

$$\text{поправка на поверхневе кипіння плівки } K_{boil} = 1,$$

$$\text{поправка на швидкість парового ядра } K_w = \sqrt{1 + \left[7,5 \cdot 10^{-6} \text{Re}_2 (\rho/\rho_2)^{0,2} \right]^2},$$

де $\text{Re} = \frac{4\Gamma_v}{\nu}$, $\text{Re}_2 = \frac{u_2 d}{\nu_2}$, $d_o = 0,02 \text{ м}$, $\nu_o = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, ν – кінематична в'язкість, L – довжина труби, d – внутрішній діаметр труби.

Таблиця результатів вимірювань режимних параметрів пливкового випарного апарата, що експлуатується в режимі 4 корпусу 5^{го} корпусної випарної установки на Салізконковському цукровому заводі в сезон сокодобування 2017 р. 11.10.2017 р.

Таблиця №1

№	Параметри експерименталу										Розрахункові параметри								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	
Час роботи апарата		Випарна ємність із 5 корпусу ВУ	Концентрація ємності із 5 корпусу ВУ	Концентрація ємності із 4 корпусу ВУ	Концентрація ємності, що поступає на 4 корпус ВУ	Випарна ємність на розподільну решітку 4 корпусу ВУ (Випарна на розподільну решітку 4 корпусу ВУ)	Т-ра випарної ємності 4 корпусу ВУ	Т-ра випарної ємності на 4 корпусу ВУ	Т-ра нагнаної пари в трубі на 4 корпусу ВУ	Випарна ємність, що поступає на 4 корпусу ВУ	Парова навантаження 4 корпусу ВУ W_4	Фізико-хімічна температура дистиляту	Температура потіку, кВт/м ²	Функція притягання фізико-хімічної температури дистиляту потіком пари	Концентрація ємності на розподільну решітку 4 корпусу ВУ	Лосильний Коefіцієнт теплопередачі	Лосильний Коefіцієнт теплопередачі	Лосильний Коefіцієнт теплопередачі	Коefіцієнт теплопередачі
1-11 ^{го}	G_{out} т/год	CP_{out} %	CP_{out} %	CP_{out} %	CP_{out} %	G_{out} т/год	t_p	t_m	t_{in}	$G_{out} \frac{CP_{out}}{t_{тех}}$	$G_{out} - G_{out}$ т/год	Δt	$\frac{W_4}{F}$	Δk	CP_0 %	By' м ² /К	By' м ² /К	By' м ² /К	By' м ² /К
2-12 ^{го}	50	68,7	57,9	48,8	48,1	352	109,5	105,5	105,5	70,4	11,063	2,573	2,12	0,231	56	1494	1279	1498	1401
	50	66	58	48,1	48,1	343	109	105	105,0	68,607	11,711	2,56	2,245	0,25	56	1576	1341	1401	1401

3- 13 ^н	60	66,6	55,5	46,8	342	109	105,5	105,52	85,385	13,338	2,269	2,556	0,348	53,3	2107	1749	1472
4- 14 ^н	57	68	57	48	348	109,5	105,5	105,52	77,3	13,233	2,677	2,536	0,294	56,75	1942	1586	1374
5- 14 ^н	53	68,2	57,5	48,7	349	109,5	106	106,02	74,22	11,063	2,49	2,12	0,229	55,4	2138	1737	1431
6- 15 ^н	55	68	57,2	48,5	340	109	105	105,14	77,113	11,729	2,47	2,248	0,24	55,2	1480	1278	1424
7- 15 ^н	55	67	57,1	47,5	349	109	105	105,18	77,58	13,043	2,468	2,5	0,266	54,97	1625	1386	1424
8- 16 ^н	58	67	58	48,3	362	109	105	105,19	80,445	13,445	2,552	2,58	0,289	55,84	1800	1498	1597
9- 16 ^н	56	67,5	59	48,9	348	108,5	104, 5	104,52	77,3	13,233	2,659	2,539	0,296	56,75	1920	1570	1367
10- 17 ^н	56	68,1	59	49,1	349	109,5	105, 5	105,18	77,67	13,03	2,591	2,49	0,282	56,22	1794	1493	1594

Васильев Директор Саломонского института
информационных технологий

Главный редактор

Доцент кафедры ТЕХТ ИУХТ



Д. М. Сидельский

В. М. Карченко

В. П. Петренко