

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ТЕХНІЧНОЇ ТЕПЛОФІЗИКИ**

ПЕТРЕНКО ВАЛЕНТИН ПЕТРОВИЧ



УДК 536.24:664.1.048

**ТЕПЛОГІДРОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ В НИЗХІДНИХ
КІЛЬЦЕВИХ ПАРО-РІДИННИХ ПОТОКАХ РОЗЧИНІВ
З РОЗВИНУТОЮ ХВИЛЬОВОЮ СТРУКТУРОЮ
ПІД ЧАС ПАРОУТВОРЕННЯ**

05.14.06 – Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук

Київ – 2019

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Національному університеті харчових технологій МОН України

Науковий консультант: доктор технічних наук, професор
Прядко Микола Олексійович,
Національний університет харчових технологій,
професор кафедри теплоенергетики та холодильної
техніки

Офіційні опоненти: доктор технічних наук, професор
Безродний Михайло Костянтинович,
Національний технічний університет України “Київський
політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”,
професор кафедри теоретичної та промислової
теплотехніки

доктор технічних наук, старший науковий співробітник
Давиденко Борис Вікторович,
головний науковий співробітник Інституту технічної
теплофізики НАН України

доктор технічних наук, професор
Ткаченко Станіслав Йосипович,
Вінницький національний технічний університет,
завідувач кафедри теплоенергетики

Захист відбудеться 23 жовтня 2019 року о 10 00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.224.01 Інституту технічної теплофізики НАН України за адресою: 03164, м. Київ, вул. Желябова, 2а.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту технічної теплофізики Національної академії наук України за адресою: 03164, м. Київ, вул. Булаховського, 2.

Автореферат розіслано « 19 » вересня 2019 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради
Д 26.224.01,
доктор технічних наук



Ж.О.Петрова

Актуальність теми.

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, конкурентоспроможними 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 обґрунтованих 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 в режимі 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 у широкому діапазоні зміни режимних параметрів, концентрації 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 хвильоутворення 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 у 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 кільцевим низхідним потокам 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, одержати 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 їх 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. Запропоновано 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 парою,

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 парорідинних потоках розчинів.

Практичне значення одержаних 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 парорідинних 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 прогнозувати зазначені режими 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 теплоэнергетики”, Киев, ИТТФ НАН Украины, 2013; IX Международной конференции “Проблемы промышленной теплоэнергетики”, Киев, ИТТФ НАН 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 теплоэнергетики”, Киев, ИТТФ НАН 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”, ІТТФ НАН України, 2019.

Публікації Основний зміст роботи викладений в 27 публікаціях, в т.ч. 9 статей у наукових фахових виданнях, 8 статей у виданнях іноземних держав, які включені до міжнародних наукометричних баз Index Copernicus, РИНЦ, Web of Science, 3 – у виданнях України, які включені до міжнародної наукометричної бази Index Copernicus, 7 тез доповідей в збірниках матеріалів конференцій.

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

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

ВСТУП.

Обґрунтовано актуальність роботи. Сформульовано мету та задачі дослідження. Визначені наукова новизна та практичне значення одержаних результатів. Наведені дані, щодо апробації результатів дисертації та кількості публікацій.

Розділ №1. ГІДРОДИНАМІЧНА СТРУКТУРА ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЙ НА ВЕРТИКАЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ

Виконано аналітичний огляд літературних джерел з питань гідродинаміки плівкових течій на вертикальній поверхні, структури плівки, початку та розвитку поверхневих хвиль. Наведено результати теоретичних досліджень розвитку хвиль на основі лінійної та нелінійної теорій хвилеутворення як двовимірних, так і тривимірних хвиль на поверхні вертикально стікаючої плівки рідини.

Наведені результати аналітичного огляду літературних джерел з питань експериментальних досліджень гідродинаміки плівкових течій на стендах різної геометричної конфігурації, як в режимі вільного стікання, так і в умовах течії із супутнім газовим потоком. Показано, що основною структурною формою руху плівки в довгих каналах, починаючи з відстані 1,5 до 3 м від розподільчого пристрою, є рух із поверхневими великими низькочастотними хвилями, що рухаються, перекочуючись по поверхні залишкового шару у формі валів, між якими співіснують високочастотні капілярні поверхневі хвилі.

Наведено результати експериментальних досліджень міжфазної взаємодії плівки з газовим, або паровим ядром, краплинного масообміну між поверхнею плівки та ядром потоку.

Наведено результати аналізу теоретичних моделей та експериментальних даних гідродинамічних параметрів плівки в неусталеному режимі руху по вертикальній поверхні.

Виконано аналітичний огляд літературних джерел з наявних моделей турбулентності у стікаючих плівках.

На основі аналізу літературних джерел виявлена найбільш вірогідна структурна форма руху плівки стосовно умов роботи випарних апаратів з довгими трубами, сформульовані завдання дослідження міжфазної взаємодії плівки з паровим ядром.

Розділ №2 ТЕПЛООБМІН В ПЛІВКОВИХ ТЕЧІЯХ НА ВЕРТИКАЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ

Виконано аналітичний огляд літературних джерел з питань тепловіддачі до стікаючих плівок води та розчинів. Наведено результати теоретичних досліджень температурного поля в плівках на ділянці розвитку теплового та гідродинамічного полів в неусталеному режимі руху як ламінарних, так і турбулентних плівок. Наведені результати експериментальних досліджень тепловіддачі до плівок на ділянці розвитку теплового та гідродинамічного полів.

Наведені результати теоретичних та експериментальних досліджень теплообміну на ділянці розвинутого теплового граничного шару насиченої до температури кипіння рідини в режимі випаровування з міжфазної поверхні. Надані моделі процесу тепловіддачі до насичених плівок з еквівалентною пласкою поверхнею, а також хвильовою поверхнею з використанням характерних для хвильового руху параметрів за різних моделей турбулентності.

Наведені результати експериментальних досліджень процесів тепловіддачі до гравітаційно-стікаючих плівок, а також до стікаючих плівок за наявності супутнього парового потоку під час поверхневого кипіння, отриманих на експериментальних

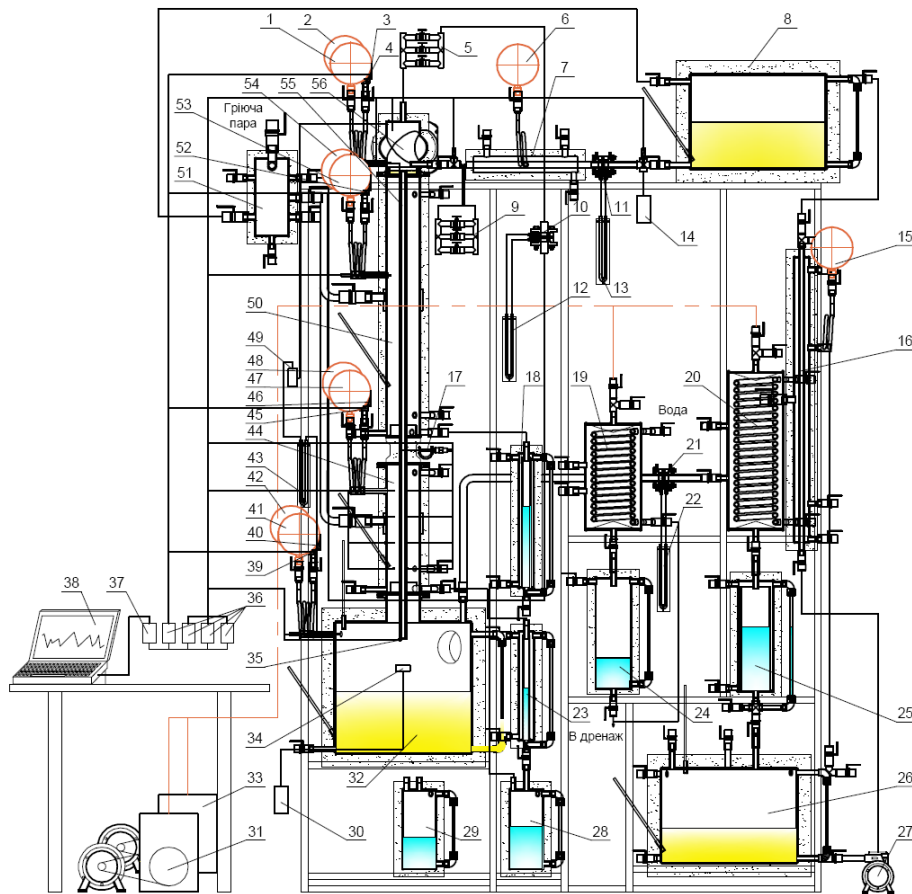


Рис. 1. Схема експериментальної установки:

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 – теплообмінники; 8, 26, 32 – бак; 10, 11, 21 – діафрагма; 12, 13, 22, 43 – дифманометри; 14, 30 – пробовідбірники; 17 – давач товщини плівки; 18, 23, 24, 25, 28, 29 – збірники конденсату; 19, 20 – конденсатори; 27 – насос; 31, 33 – вакуум-насоси; 34 – ємність для відбирання проб; 35 – ємність для визначення температури соку на виході з труби; 36 – модуль аналогового вводу 7018P; 37 – модуль 7520; 38 – ПК; 44, 50 – нагрівні камери; 49 – проміжна ємність; 51 – сепаратор пари; 55 – експериментальна труба; 56 – верхня камера.

База даних з досліджень теплогідродинамічних характеристик кільцевих низхідних потоків, що отримана на основному експериментальному стенді, рис.1, доповнена даними, отриманими на експериментальній установці, що моделювала реальні теплогідродинамічні процеси, що протікають в плівковому випарному апараті. Основою установки є вертикальна труба 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 розподілення теплового потоку по довжині труби. Нагрівання модельної труби здійснювалось сухою насиченою паром. В процесі проведення дослідів вимірювались: температура стінки труби в 20 точках на кожній виділеній ділянці мідь-константовими термопарами, втрати тиску, температура пари всередині труби, концентрації розчинів по висоті труби.

Розділ №4. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОГІДРОДИНАМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ НА ОСНОВІ МОДЕЛІ ЕКВІВАЛЕНТНОЇ ПЛАСКОЇ ПЛІВКИ В РЕЖИМІ ВИПАРОВУВАННЯ З МІЖФАЗНОЇ ПОВЕРХНІ

Аналіз тепло-гідродинамічних процесів в низхідних кільцевих потоках виконано на основі моделі, що базується на припущенні, за якого основний термічний опір в плівці зосереджено в неперервному шарі плівки δ_n , а поверхневі хвилі виконують роль турбулізаторів. Моделювання процесів теплообміну в насичених плівках в режимі випаровування з вільної поверхні виконано на базі моделі турбулентності М.Д. Мілліонщикова, згідно якої існує ламінарий прошарок товщиною $\delta_n^+ = 7,8$, та турбулентний при $\frac{7,8}{\delta_n^+} \leq \eta \leq 1$ з параболічним профілем турбулентної в'язкості $\frac{v_t}{v} = \varepsilon_n (\eta \delta_n^+ - \delta_n^+) (1 - \eta)$, (в оригінальній моделі $\varepsilon_n = 0,39$).

Інтегрування рівняння перенесення теплоти у формі $q = -\lambda \left(1 + \frac{v_t}{v} \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right) \frac{dt}{dy}$ дає вираз для коефіцієнта тепловіддачі відповідно до розглянутої моделі теплообміну

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_i} = \left(\frac{\lambda}{\delta_n} \right) \left\{ R_n / \left[\eta_n R_n - 2 \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ - \delta_n^+}{R_n} \right) + 2 \arctg \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \varepsilon_n \frac{\delta_n^+ (2\eta_n - 1) - \delta_n^+}{R_n} \right) \right] \right\} \quad (4.1)$$

Де $R_n = \sqrt{(\text{Pr}/\text{Pr}_t)^2 \varepsilon_n^2 (2\delta_n^+ \delta_n^+ - \delta_n^{+2} - \delta_n^{+2}) - 4(\text{Pr}/\text{Pr}_t) \varepsilon_n \delta_n^+}$;

$$\eta_n = \frac{\delta_n}{\delta_n} = \frac{\delta_n^+}{\delta_n^+}; \quad \delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{v} = 7,8; \quad \delta_n^+ = \frac{\delta_n u^*}{v}; \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_i + \rho g \delta_n}{\rho}}; \quad \delta_n = \frac{7,8 v}{u^*}.$$

Невідома функція турбулентності ε_n розглядається як параметр кореляції, за якого має місце відповідність розрахункових та дослідних даних з теплообміну, а отриманий вираз для ε_n має вигляд

$$\varepsilon_n = 0,01 + \frac{3,8 \cdot 10^{-3} \text{Re}_2^{0,6} (10 + 3 \cdot 10^{-3} \text{Re}_2) (v/v_e)^{0,7}}{1,5 (30 + 0,05 \text{Re}_2)^{0,2} \left\{ \left[\text{Re}_2 \left(5 \cdot 10^{-5} - \frac{3 \cdot 10^{-3}}{\text{Re}_2^{0,3}} \right) \right]^{1,9} + \frac{40}{(0,25 \text{Re}_2)^{0,07}} \right\}} \quad (4.2)$$

Графічна інтерпретація для ε_n наведена на рис. 2

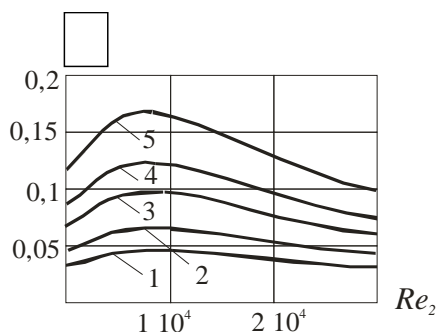


Рис.2. Залежність $\varepsilon_n = f(\text{Re}_2)$ за співвідношенням (4.2) для води при $t = 100$ °C:

$$1 - \Gamma_v = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}; \quad 2 - 0,1 \cdot 10^{-3}; \quad 3 - 0,2 \cdot 10^{-3}; \quad 4 - 0,3 \cdot 10^{-3}; \quad 5 - 0,5 \cdot 10^{-3}.$$

Величина δ_n , яка входить до співвідношення (4.1) отримана узагальненням експериментальних даних з товщини залишкового шару для води та цукрових розчинів в трубі 20 мм, виміряних контактним способом, а також даних Б.Ганчева для водо-повітряних потоків, виміряних ємнісним методом в трубі 30 мм. Розрахункове співвідношення має вигляд:

$$\delta_n = \delta_v \left(\frac{1,25 v_g}{v + v_g} \right) + \delta_s \left(\frac{0,75 v}{v + v_g} \right), \quad (4.3)$$

де

$$\delta_v = \left[0,155 \text{Re}^{\frac{7}{12}} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,046 \left(\frac{\text{Re}}{\text{Ka}^{1/11}} \right)^{0,88} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \exp(-1,0 \cdot 10^{-5} \text{Re}_2),$$

$$\delta_s = \left[\left(\frac{3\Gamma_v v}{g} \right)^{1/3} - 0,9 \cdot 10^{-8} \text{Re}^{0,95} \right] \exp(-1,0 \cdot 10^{-5} \text{Re}_2).$$

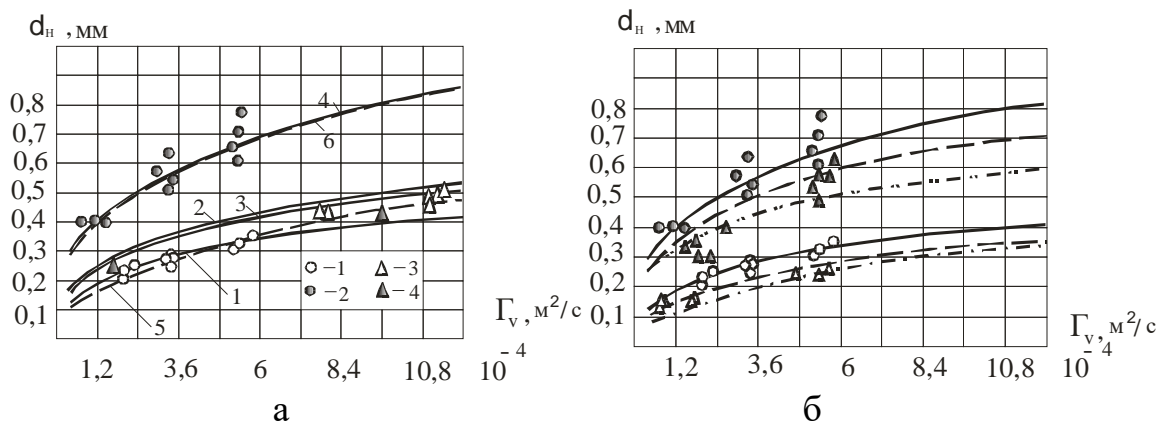


Рис. 3. Товщина залишкового (неперервного) шару плівки для води та цукрового розчину по вертикальній поверхні.

а) – вільне стікання ($\tau_i = 0$). 1, 2 – дані автора; 1 – вода, $t = 100$ °С; 2 – цукровий розчин СР = 70% $t = 100$ С. 3, 4 – дані Б.Ганчева, 3 – $t = 35$ °С (група експериментальних точок по довжині труби від 2,4 м до 19 м); 4 – $t = 28$ °С. Суцільна лінії – розрахунок за (4.3) Штрихова лінія 5, 6 – розрахунок за (5.34, 5.35, 5.36).

б) стікання плівки за супутнього парового потоку зі швидкістю $u_2 = 20 \dots 24$ м/с. Суцільна лінія – вільне стікання, розрахунок за (4.3); штрихова – при супутньому потоці пари, розрахунок за (4.3). Штрихпунктирна лінія – розрахунок за (4.4, 5.34, 5.35, 5.36). Білі точки – вода, заштриховані – цукровий розчин СР = 70%., $t = 100$ °С. Кружальця – вільне стікання; трикутники – супутній газовий потік.

Криві (5,6) на рис.3 отримані в результаті розрахунку за співвідношеннями (5.33...5.36) за умови, що розподілення рідини між великими хвилями та неперервним шаром плівки в діапазоні $\Gamma_v = 2 \cdot 10^{-4} \dots 1 \cdot 10^{-3}$ м²/с відповідає залежності

$$\frac{\Gamma_v^{неп}}{\Gamma_v} = 1,26 - 1600 \Gamma_v + 1,611 \cdot 10^6 \Gamma_v^2 - 5,556 \cdot 10^8 \Gamma_v^3, \quad \text{згідно якої в неперервному шарі}$$

рухається від 95 до 60 % рідини залежно від щільності зрошення.

Графічна інтерпретація результатів розрахунку інтенсивності тепловіддачі за (4.1, 4.2, 4.3) та порівняння з експериментальними даними наведено на рис. 4

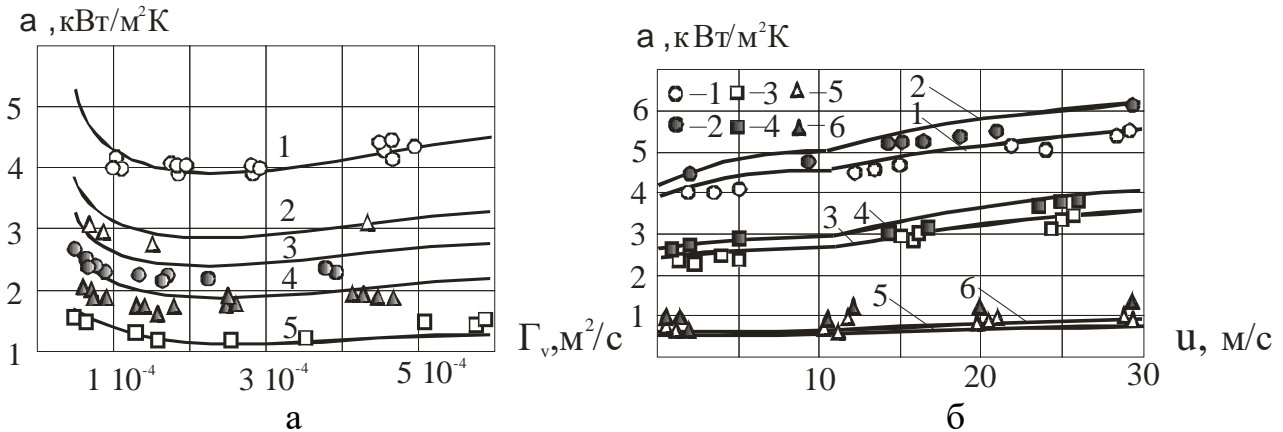


Рис. 4. Порівняння результатів розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі до плівок води та цукрових розчинів за співвідношеннями (4.1, 4.2, 4.3, 4.4), $t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$.

а) вільне стікання. 1 – вода $100 \text{ }^\circ\text{C}$, 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.

б) стікання плівки за супутнього парового потоку. 1,2 – вода; 3, 4 – цукрові розчини, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукрові розчини, $CP = 70\%$; 1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ ,m}^2/\text{c}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ ,m}^2/\text{c}$. Лінії – розрахунок за (4.1, 4.2, 4.3, 4.4). Експериментальні точки 1, 3, 5 – відносяться до витрати рідини $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ ,m}^2/\text{c}$; експериментальні точки 2, 4, 6 – відносяться до витрати рідини $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ ,m}^2/\text{c}$;

Аналіз результатів досліджень міжфазного тертя в паро-водяних та паросиропних потоках в трубі діаметром 20 мм, а також інших авторів 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:

$$\xi = \xi_1 + \frac{627(d_o/d)}{Fr_2^{1,26} \left\{ \exp \left[\frac{1}{1,25 \cdot 10^{-2} K_8^{1,5} (Fr - H^{1,1} \sqrt{d/d_o})} \right] - 1 \right\}}, \quad (4.4)$$

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;

$K_8 = \sqrt[6]{\frac{\Gamma_v^3 v}{g^2} \sqrt{\frac{g \rho}{\sigma}}}$; $H = \sqrt{\frac{\rho \sigma}{g d^2 \rho_2^2}}$; $Fr_2 = \frac{u_2^2}{g d}$; $d_o = 0,013 \text{ м}$; u_2 – приведена до перерізу труби швидкість пари; d – діаметр труби.

Перехід до зони сильної взаємодії фаз здійснюється за умови: $Fr_2 - H^{1,1} \sqrt{d/d_o} \geq 0$.

На рис. 5. надано порівняння розрахункових значень коефіцієнтів міжфазного тертя, розрахованих за співвідношенням (4.4), з власними експериментальними даними та даними інших авторів.

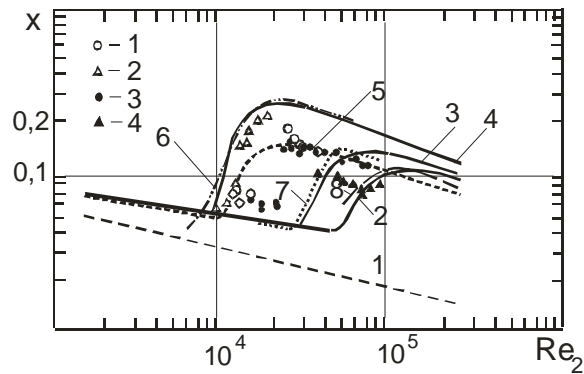


Рис. 5 Залежність $\xi = f(Re_2)$ при $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \frac{M^2}{c}$:

точки: 1 – дані авторів, $d = 0,02$ м, $L = 1,8$ м, пара – вода, $t = 100$ °С; 2 – дані М.Коновалова, $\Gamma_v = 0,45 \cdot 10^{-3} m^2 / c$, $d = 0,013$ м, $L = 0,88$ м, повітря – вода, $t = 20$ °С; 3 – дані М.Кулова, $Re=1623$, $d = 0,025$, 4 – дані М.Кулова, $d = 0,025$, $Re=594$, вода 20С°; 6, 7, 8 – відповідають експериментальним даним М.Коновалова, Б.Ганчева, Чен-Ше-Фу для повітря-водяного потоку для труб діаметрами відповідно 13, 34, 50 мм.

лінії: 1 – відповідає гідравлічному опору на суху стінку; 2, 3, 4 – відповідають розрахунку за формулою (4.4) для повітря-водяного потоку для труб діаметрами відповідно 50, 34, 13 мм; 5 – відповідає розрахунку за формулою (4.4) для пароводяного потоку для труби діаметром 20 мм;

Розділ 5. МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНЕСЕННЯ ТЕПЛОТИ В СТИКАЮЧИХ ПЛІВКАХ В РЕЖИМІ ВИПАРОВУВАННЯ З МІЖФАЗНОЇ ПОВЕРХНІ ТА РОЗВИНУТОЇ ХВИЛЬНОЇ СТРУКТУРИ НА ОСНОВІ МОДЕЛІ ЦИКЛІЧНОГО ЗБУРЕННЯ ПЛІВКИ ВЕЛИКИМИ ХВИЛЯМИ

Модель теплообміну базується на припущенні, що в режимі насиченої хвильової структури процеси перенесення в плівці підпорядковані циклом збурення великими низькочастотними хвилями, енергія яких достатня для глибокого проникнення збурень в упорядковану структуру плівки. Оскільки великі хвилі містять вихор, їх переміщення по поверхні супроводжується перемішуванням рідини, деформацією профілю швидкості та температури, а в разі концентрування розчинів – вирівнюванням концентрації по товщині. За даного режиму руху плівки в період проходження великої хвилі над залишковим шаром відібрана хвильовим вихором теплота з пристінного шару транспортується до зовнішнього шару хвилі. В період між проходженнями великих хвиль має місце процес релаксації температурного поля та швидкості з одночасним випаровуванням рідини з міжфазної поверхні. Чим потужніша хвиля, тим глибше "просідання" температурного профілю в пристінній частині плівки за хвилю. В періоди між проходженнями великих хвиль відбувається відновлення температурного поля по довжині руху плівки до моменту чергового перемішування рідини наступною хвилюю.

Прийнято, що перед проходженням великої хвилі профіль швидкості розвинутий і наближений до параболічного, а температури – до лінійного, рис.6.а, після – швидкість рівномірно розподілена, а температура викривлена, рис. 6.б.

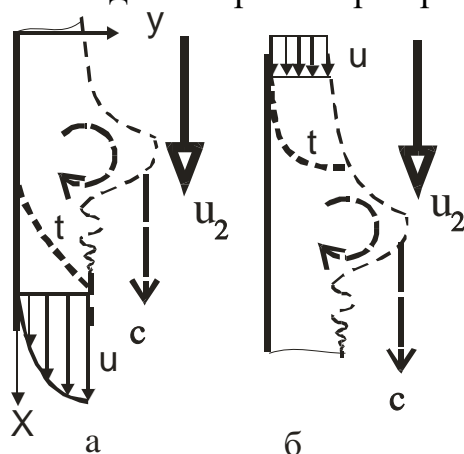


Рис. 6. Схема руху великої хвилі на поверхні плівки.
а – розподілення температури та швидкості до проходження великої хвилі, б – після.

В плівці з рівномірно розподіленою швидкістю, в період її прогрівання, температурне поле знаходиться з рівняння збереження енергії

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}. \quad (5.1)$$

Розв'язок (5.1) за граничних умов $\theta(0,0) = 0$, $\theta(0,\xi) = 1$; $\theta(1,\xi) = 0$, $\frac{\partial \theta(\infty, \xi)}{\partial \eta} = 0$, відомий і має вигляд

$$\theta(\eta, \xi) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}\right). \quad (5.2)$$

Гранична крива, за якої на відстані ξ_m , на міжфазній поверхні з'являється температурний градієнт, визначено як $\theta(\eta, \xi_m) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right)$.

За умови збереження постійної швидкості, температурне поле в області $\infty \geq \xi \geq \xi_m$ розвивається від $\theta(\eta, \xi_m)$ до прямої лінії $\theta(\eta, \infty) = 1 - \eta$ при $\xi \rightarrow \infty$ і відповідає виразу

$$\theta(\eta, \xi - \xi_m) = 1 - \eta - \Phi(\eta, (\xi - \xi_m)). \quad (5.3)$$

Для всіх $\xi \geq \xi_m$ функція $\Phi(\eta, (\xi - \xi_m))$ на кінцях має нульові значення $\Phi(0, (\xi - \xi_m)) = 0$, $\Phi(1, (\xi - \xi_m)) = 0$, а гранична крива (початкова умова), за якої з'являється температурний градієнт на міжфазній границі при $\xi = \xi_m$, запишеться як

$$\Phi(\eta, \xi_m) = 1 - \eta - \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right) = \eta - \operatorname{erf}\left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}}\right). \quad (5.4)$$

Точний розв'язок наведеної задачі має вигляд

$$\Phi(\eta, (\xi - \xi_m)) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \operatorname{Sin}(\pi n \eta) \exp\left(-\frac{4}{\sqrt{Pe}} (\pi n)^2 (\xi - \xi_m)\right). \quad (5.5)$$

Невідомі коефіцієнти C_n являються коефіцієнтами Фур'є функції $\Phi(\eta, \xi_m)$ при розкладанні її в ряд по синусам в інтервалі $(0,1)$

$$C_n = 2 \int_0^1 \Phi(\eta, \xi_m) \sin(\pi n \eta) d\eta = 2 \int_0^1 \left[\eta - \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{4} \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} \right) \right] \sin(\pi n \eta) d\eta. \quad (5.6)$$

де $n = 1, 2, 3 \dots$

Графічна інтерпретація отриманого розв'язку наведена на рис. 7 .

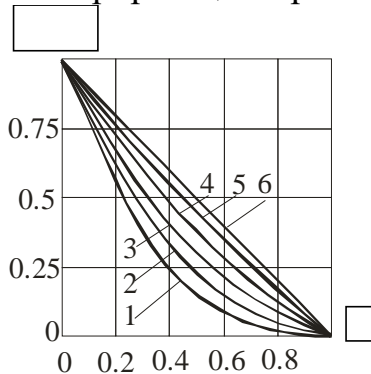


Рис.7. Залежність $\theta(\eta, \xi) = f(\eta)$ за співвідношенням (5.3) при $\infty \geq \xi \geq \xi_m$. 1 – $\xi = \xi_m = 36$; 2 – $\xi = 50$; 3 – $\xi = 70$; 4 – $\xi = 100$; 5 – $\xi = 150$; 6 – $\xi = 250$;

Гранична відносна довжина ξ_m , за якої на міжфазній поверхні починається процес випаровування, визначається з умови $\left. \frac{d\theta(\eta, \xi)}{d\eta} \right|_{\eta=1} = \frac{-1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}} \exp\left(-\frac{1}{16} \frac{Pe}{\xi}\right) \leq -0$

Форма профілю (5.3...5.6) може реалізовуватись в разі руху нев'язких рідин зі значною витратою, за умови нерозвинутого профілю швидкості. Реально за даними М.Кулова, Чу-Даклера, Б.Ганчева довжина великих хвиль λ_{ex} за щільностей зрошення, характерних для роботи плівкових випарних апаратів, знаходиться в межах $\lambda_{\text{ex}} = 100 - 150$ мм. Тому, на більшій частині шляху, яку долає в'язка плівка в період між проходженням великих хвиль, профіль швидкості розвинутий до параболічного за ламінарного режиму руху і наближено степеневого – за турбулентного.

Тоді, рівняння збереження енергії для ламінарної течії плівки запишеться як

$$\frac{g \delta^3}{2 \nu a} (2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta(\eta, \xi)}{\partial \eta^2}. \quad (5.7)$$

Наближений розв'язок (5.7) здійснено методом Тарга-Сльозкіна, заміною лівої частини рівняння (5.7) осередненим по товщині плівки значенням

$$\frac{g \delta^3}{2 \nu a} \int_0^1 (2\eta - \eta^2) \frac{\partial \theta(\eta, \xi)}{\partial \xi} d\eta = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}. \quad (5.8)$$

Подвійним інтегруванням (5.7, 5.8) за граничній умов $\eta=0, \theta=1; \eta=1, \frac{\partial \theta}{\partial \eta}=0$

отримуємо $\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1$. Величина $\frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi}$ визначається з початкових

умов $\xi=0, \theta_{cp}=0$, а гранична крива, за якої $\frac{\partial \theta}{\partial \eta}=0$, набуває вигляду

$$\theta(\eta, \xi_m) = \frac{5}{2} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1. \quad (5.9)$$

Координата ξ_m відповідає умові, за якої при $\eta=1$ та $\xi=\xi_m, \theta(1, \xi_m)=0$

$$\xi_m = 0,0223 Pe. \quad (5.10)$$

Розвиток температурного профілю на ділянці руху плівки $\xi \geq \xi_m$ знаходиться інтегруванням (5.7,5.8) за умови, що температура поверхні плівки внаслідок випаровування залишається постійною, тобто при $\eta = 0, \theta = 1$; а при $\eta = 1, \theta = 0$. За початкового розподілу температури при $\xi = \xi_m$ – (5.9) температурне поле в плівці при $\xi \geq \xi_m$ набуває вигляду

$$\theta(\eta, \xi) = \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) (\eta^2 - \eta) - \eta + 1. \quad (5.11)$$

Графічна інтерпретація розв'язків (5.2, 5.9, 5.11) наведена на рис. 8.

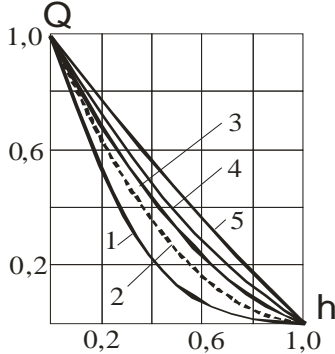


Рис.8. Розподіл безрозмірної температури в плівці води за співвідношеннями (5.2, 5.9, 5.11) при $t = 100^\circ\text{C}$; $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; $\xi_m = 267$; 1 – $\xi = 167$, рівняння (5.2); 2 – $\xi = \xi_m$, рівняння (5.9); 3 – $\xi = 367$; 4 – $\xi = 467$; 5 – $\xi = 767$; 3, 4, 5 – рівняння (5.11)

З (5.2) тепловий потік на стінці ($\eta = 0$) в області $\xi \leq \xi_m$

$$q_1(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta}_{\eta=0} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{2\delta\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{Pe}{\xi}}, \quad (5.12)$$

а в $\xi \geq \xi_m$ – з (5.11)

$$q_2(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta}_{\eta=0} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \left\{ \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10}{Pe} \xi_m\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe} (\xi_m - \xi)\right) + 1 \right\}. \quad (5.13)$$

Середнє значення теплового потоку за 1 хвилювий цикл на ділянці $\xi \leq \xi_m$

$$q_{1cp} = \frac{1}{\xi_m - \xi_o} \int_{\xi_o}^{\xi_m} q_1(\xi)_{\eta=0} d\xi = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta\sqrt{\pi}(\xi_m - \xi_o)} \left(\xi_m \sqrt{\frac{Pe}{\xi_m}} - \xi_o \sqrt{\frac{Pe}{\xi_o}} \right), \quad (5.14)$$

а на $\xi \geq \xi_m$, відповідно до (5.13)

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_m)} \times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) \right] \left[-\frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right] \quad (5.15)$$

Середній тепловий потік на ділянці між двома великими хвилями

$$q_{cp} = \frac{q_{1cp}(\xi_m - \xi_o) + q_{2cp}(\xi_v - \xi_m)}{\xi_v - \xi_o}. \quad (5.16)$$

Тоді, визначивши коефіцієнт тепловіддачі як $\alpha = \frac{q_{cp}}{t_{cm} - t_i}$, отримаємо

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta} \left(\frac{\sqrt{Pe \xi_m} - \sqrt{Pe \xi_o}}{\sqrt{\pi(\xi_v - \xi_o)}} \right) + \frac{\lambda}{\delta} \frac{1}{(\xi_v - \xi_o)} \times \left[\left(\frac{Pe}{8} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) \left[\frac{5}{8} \exp\left(\frac{390\xi_m - 320\xi_v}{7Pe}\right) - \exp\left(-\frac{320(\xi_v - \xi_m)}{7Pe}\right) + 1 \right] \right) - \frac{5Pe}{64} + \xi_v - \xi_m \right]. \quad (5.17)$$

У виразі (5.17) невідомими є дві величини – ξ_o та ξ_v , які, за умови, що фазова швидкість великих хвиль у 2 рази перевищує середню швидкість в плівці, зв'язані співвідношенням $\xi_v - \xi_o = \frac{\lambda_{ex}}{\delta}$. ξ_o відноситься до початку розвитку температурного профілю після проходженням великої хвилі, ξ_v – до його завершення перед проходженням великої хвилі.

Співставленням розрахункових, за співвідношенням (5.17), результатів з даними експериментальних досліджень тепловіддачі до насичених плівок води та цукрових розчинів отримано вираз для ξ_o , який має вигляд

$$\begin{aligned} \xi_o &= 43Y + 0,2 \text{ при } Y \leq 0,115, \\ \xi_o &= 1150Y^{0,98} - 133, \text{ при } Y \geq 0,115, \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\text{де; } Y = \left(\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v v}{g}} / \delta^* \right)^{0,9} \left(\frac{v_{вод}}{v} \right)^{0,01};$$

$$\text{При } Pe \geq Pe_o, \quad Y_o = \left(\sqrt[3]{\frac{3Pe_o a v}{4g}} / \delta^* \right)^{0,9} \left(\frac{v_{вод}}{v} \right)^{0,01}, \text{ де } Pe_o = 10300.$$

$$\xi_o = 43Y_o + 0,2 \text{ при } Y \leq 0,115,$$

$$\xi_o = 1150Y_o^{0,98} - 133, \text{ при } Y \geq 0,115.$$

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.9. а, кВт/м²К

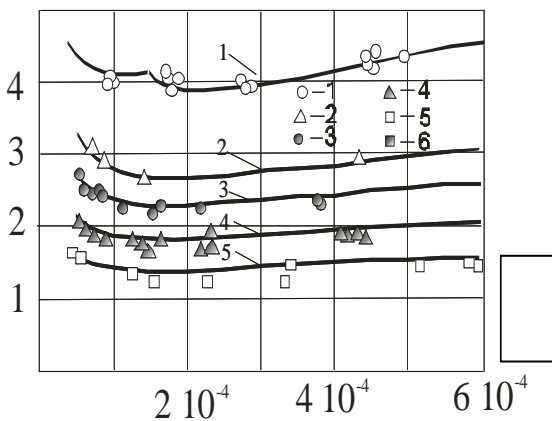


Рис. 9. Порівняння розрахункових та експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні в режимі випаровування з міжфазної поверхні. Лінії відповідають розрахунку за співвідношеннями (5.17, 5.18) при $\lambda_{ex} = 120$ мм. 1 – вода, $t = 100$ °С; 2...5 – цукрові розчини. 2 – $Pr = 4,14$ (CP = 30%); 3 – $Pr = 6,2$ (CP = 40%); 4 – $Pr = 10,5$ (CP = 50%); 5 – $Pr = 21$ (CP = 60%);

В разі наявності на міжфазній поверхні плівки дотичної напруги τ_i рівняння збереження енергії за ламінарного руху запишеться як

$$\left[\left(\frac{\tau_i}{v\rho\delta} + \frac{g}{v} \right) \eta - \frac{g}{2v} \eta^2 \right] \delta^3 \frac{\partial\theta(\eta, \xi)}{\partial\xi} = a \frac{\partial^2\theta(\eta, \xi)}{\partial\eta^2}. \quad (5.19)$$

Виконавши аналогічні попередньому випадку перетворення за тих самих граничних умов, отримаємо граничну криву, за якої $\frac{\partial \theta}{\partial \eta_{\eta=1}} = 0$

$$\theta(\eta, \xi_m) = \left(\frac{Pe}{4} \right) \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left(\frac{\eta^2}{2} - \eta \right) + 1, \quad (5.20)$$

де $D = \frac{Pe \cdot 25\tau_i + 16\rho g \delta}{80 \cdot 3\tau_i + 2\rho g \delta}$, а співвідношення для визначення координати ξ_m , за якої при $\eta = 1$ та $\xi = \xi_m$ безрозмірна температура дорівнює нулю, ($\theta(1, \xi_m) = 0$) набуває вигляду

$$\xi_m = D \ln\left(\frac{Pe}{8D}\right). \quad (5.21)$$

Інтегруючи (5.19) за початкового розподілу температури (5.20) та граничних умов $\eta = 0, \theta = 1; \eta = 1, \theta = 0$, отримаємо температурний профіль для ламінарної плівки за умови наявності міжфазної дотичної напруги τ_i

$$\theta(\eta, \xi) = \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{(16\rho g \delta + 25\tau_i)}{(3\tau_i + 2\rho g \delta)} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left[\frac{\xi_m - \xi}{R}\right] (\eta^2 - \eta) - \eta + 1, \quad (5.22)$$

де $R = \frac{(7\rho g \delta + 10\tau_i) Pe}{(3\tau_i + 2\rho g \delta) 160}$, $R_o = \frac{4\tau_i + 3\rho g \delta}{7\rho g \delta + 10\tau_i} \frac{40}{Pe}$, $R_1 = RR_o = \frac{\tau_i + \frac{3}{4}\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta}$.

З (5.22) отримаємо тепловий потік на стінці ($\eta = 0$) в другому періоді прогрівання, при $\xi \geq \xi_m$

$$q_2(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta_{\eta=0}} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\frac{R_1 - 1}{R} + \frac{Pe}{80DR} \frac{16\rho g \delta + 25\tau_i}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \right] \exp\left(\frac{\xi_m - \xi}{R}\right) + 1 \right\}.$$

Середній тепловий потоки на ділянці ($\xi_v - \xi_m$)

$$q_{2cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_2(\xi)_{\eta=0} d\xi = \frac{\lambda(t_{cm} - t_i)}{\delta(\xi_v - \xi_m)} \times \left\{ \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\},$$

і, з врахуванням (5.16), коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta(\xi_v - \xi_o)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\xi_m Pe} - \sqrt{\xi_o Pe}) + \frac{Pe}{8} (R_1 - 1) \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] + \frac{Pe^2}{640D} \exp\left(-\frac{\xi_m}{D}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_m - \xi_v}{R}\right) \right] \left[\frac{25\tau_i + 16\rho g \delta}{3\tau_i + 2\rho g \delta} \right] + \xi_v - \xi_m \right\}. \quad (5.23)$$

Товщина плівки за умови наявності міжфазної дотичної напруги визначається з кубічного рівняння

$$\Gamma_v = \bar{u} \delta = \frac{\tau_i \delta^2}{2\rho v} + \frac{g \delta^3}{3v}. \quad (5.24)$$

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 (5.23, 5.24, 5.18, 4.4), наведено на рис. 10.

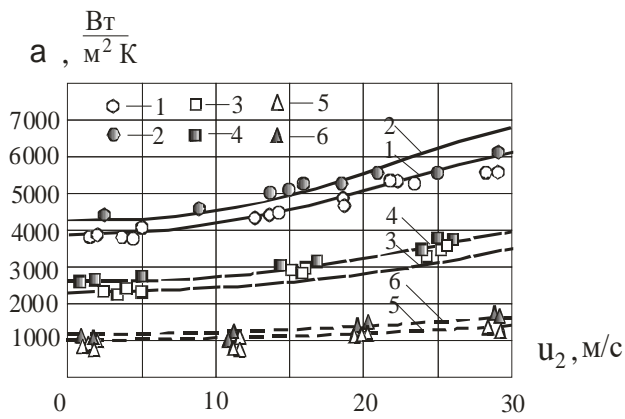


Рис. 10. Залежність $\alpha = f(u_2)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100^\circ\text{C}$.

1,2 – вода; 3, 4 – цукровий розчин, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукровий розчин, $CP = 70\%$; 1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3}, \text{m}^2/\text{c}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3}, \text{m}^2/\text{c}$; $\lambda_{x6} = 120 \text{ мм}$. Лінії – розрахунок за (5.23, 5.24, 5.21, 5.18, 4.4).

В разі відсутності міжфазної дотичної напруги ($\tau_i = 0$) вирази (5.23, 5.21) трансформуються в (5.17, 5.20), що відповідає умові вільного стікання по вертикальній поверхні.

За турбулентного режиму руху плівки рівняння збереження енергії в плівці в період між проходженням великих хвиль за степеневого розподілу профілю швидкості в перетині плівки запишеться як

$$\frac{8\delta}{7} \bar{u}(\eta)^{1/7} \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} (a + a_i) \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \eta}, \quad (5.25)$$

яке заміною лівої частини осередним значенням, набуває вигляду

$$\frac{Pe}{4} \frac{\partial \theta_{cp}(\xi)}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(1 + \frac{a_i}{a} \right) \frac{\partial \theta(\xi, \eta)}{\partial \eta}. \quad (5.26)$$

В роботах Дж.Джепсена, Ламурелле-Сандала, Б.Ганчева експериментально виявлено ефект пригнічення турбулентності міжфазною поверхнею плівки подібно дії твердої стінки. Відповідно в існуючих моделях інтенсивність турбулентності надається параболічною функцією з нульовим значенням на міжфазній границі та зовнішній границі ламінарного прошарку (М.Д.Міллійончиков, С.М.Василенко, Ламурелле-Сандал). Але зазначені моделі, по-перше, відносяться до усталеного режиму руху плівок, а, по-друге, базуються на експериментальних даних, отриманих на похилих коротких поверхнях за наявності лише капілярних хвиль. В разі стікання плівки по вертикальній поверхні значної довжини зі сформованою структурою великих хвиль, рух яких подібний перекочуванню напливного валу по поверхні неперервного прошарку плівки, має місце глибоке проникнення центрального вихора в плівку. Внаслідок циклічного збурення плівки великими хвилями течія неусталена, а ламінарний прошарок перебуває в стадії формування. 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.

За даних умов, видається доцільним застосувати спрощену модель еквівалентної турбулентності з параболічним профілем, за якої турбулентність розвивається безпосередньо від стінки, а її максимум в центральній частині визначати, порівнюючи результати розрахунку інтенсивності тепловіддачі з експериментальними даними, рис.11.

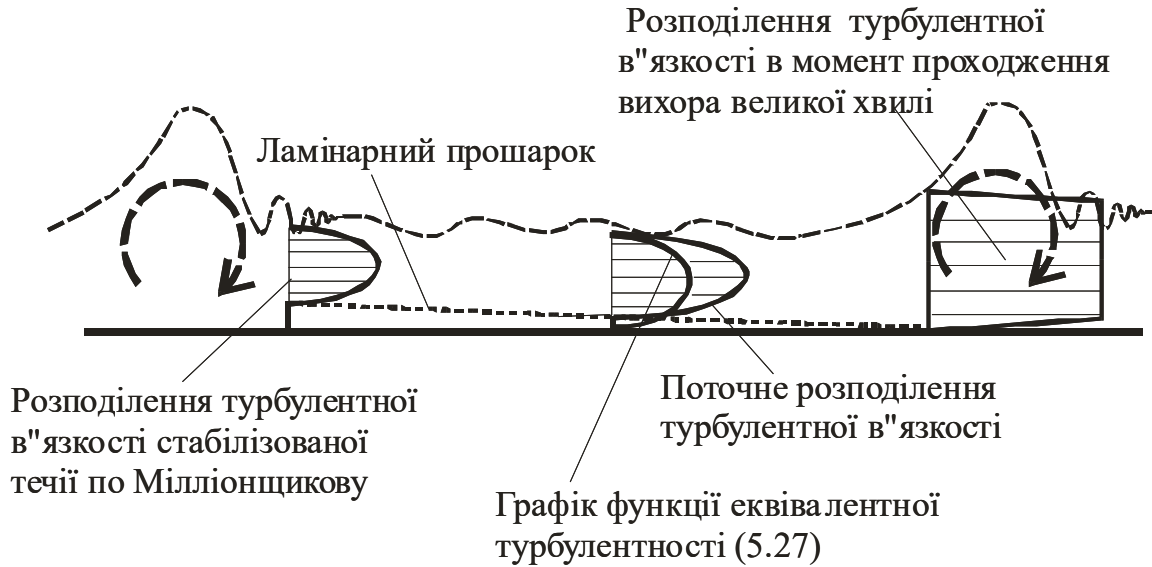


Рис.11. Графічна інтерпретація розвитку розподілення турбулентної в'язкості в стікаючій плівці з великими хвилями. (повернуто на 90°)

За даних припущень профіль турбулентної в'язкості в плівці подано як

$$\frac{v_t}{v} = 4\varepsilon_m(\eta - \eta^2), \quad (5.27)$$

де ε_m – функція турбулентності всередині плівки, яка підлягає визначенню.

Граничну криву $\theta(\xi_m, \eta)$, за якої $\frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0$ при $\xi = \xi_m$, отримуємо аналогічним

попереднім викладкам способом, з використанням (5.27) за граничних умов $\eta = 0$,

$$\theta = 1; \eta = 1, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 0, \quad \text{та приймаючи до уваги, що } \frac{a_t}{a} = \frac{v_t}{v} \frac{Pr}{Pr_t}$$

$$\theta(\xi_m, \eta) = 1 - \frac{Pe}{4} \frac{1}{B} \exp\left(\frac{\xi_m}{B}\right) \left[\frac{-1}{8\varepsilon_m Pr} \ln(4\varepsilon_m Pr(\eta - \eta^2) + 1) - \frac{1}{4H} \text{Arth}\left[\frac{\varepsilon_m Pr(2\eta - 1)}{H}\right] - \left[\frac{1}{4H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right] \right], \quad (5.28)$$

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

Координату ξ_m знайдено з умови, що при $\xi = \xi_m$ та $\eta = 1$ безрозмірна температура дорівнює нулю, ($\theta(1, \xi_m) = 0$): $\xi_m = B \ln \frac{-8BH}{Pe \text{Arth}(\varepsilon_m Pr / H)}$, ($B < 0$).

Інтегруванням (5.26) з початковими умовами (5.28) та граничними $\eta = 0, \theta = 1$; $\eta = 1, \theta = 0$, знайдено температурне поле в області $\xi \geq \xi_m$

$$\theta(\xi, \eta) = \frac{Pe}{32} \left[\frac{\theta_{cp.m} - \frac{1}{2}}{S} \right] \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \ln\left(\frac{1}{1 + 4\varepsilon_m Pr \eta - 4\varepsilon_m Pr \eta^2}\right) + \frac{1}{2} \frac{\text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr - 2\varepsilon_m Pr \eta}{H}\right)}{\text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} + \frac{1}{2}, \quad (5.29)$$

$$\text{де } S = \frac{Pe}{16} \frac{1}{\varepsilon_m Pr} \left[1 - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{H} \text{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right],$$

$$\theta_{cp,m} = 1 - \frac{Pe \exp(\xi_m / B)}{4} \frac{1}{B} \left[\frac{1}{4\varepsilon_m Pr} - \frac{(1 + \varepsilon_m Pr)}{4\varepsilon_m Pr H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) - \frac{1}{4H} \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right) \right].$$

Графічна інтерпретація розвитку температурного поля в плівці вздовж поверхні нагрівання між проходженням великих хвиль за співвідношенням (5.29) наведено на рис.12.

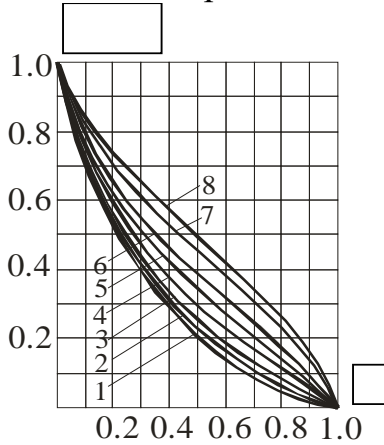


Рис. 12. Безрозмірні температурні профілі, що розвиваються в плівці в міжхвильову паузу для води за співвідношенням (5.29) в області $\xi > \xi_m$
 $Re = 6780$; $t = 100$ °C; $\varepsilon_m = 1$; $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$. 1 – $\xi - \xi_m = 7,3$; 2 – $\xi = 15$; 3 – 30; 4 – 60; 5 – 100; 6 – 150; 7 – 300; 8 – 1000.

Тепловий потік на стінці з виразу (5.29)

$$q(\xi)_{\eta=0} = -\lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \lambda \frac{t_{cm} - t_i}{\delta} \left[\frac{Pe}{8} \frac{\left(\theta_{cp,m} - \frac{1}{2}\right)}{S} \exp\left(\frac{\xi - \xi_m}{S}\right) + \frac{\varepsilon_m Pr}{H \left(1 - \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{H^2}\right) \operatorname{Arth}\left(\frac{\varepsilon_m Pr}{H}\right)} \right].$$

Осереднивши тепловий потік на ділянці між великими хвилями, як

$$q_{cp} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q(\xi)_{\eta=0} d\xi, \text{ та враховуючи, що } \alpha = \frac{q_{cp}}{t_{cm} - t_i}, \text{ отримаємо}$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta(\xi_v - \xi_m)(\varepsilon_m^2 Pr^2 - H^2)} \left\{ \frac{Pe}{8} \left[\theta_{cp,m} H^2 - \theta_{cp,m} \varepsilon_m^2 Pr^2 - \frac{H^2}{2} + \frac{\varepsilon_m^2 Pr^2}{2} \right] \left[1 - \exp\left(\frac{\xi_v - \xi_m}{S}\right) \right] - \frac{\varepsilon_m Pr H (\xi_v - \xi_m)}{\operatorname{Arth}(\varepsilon_m Pr / H)} \right\}. \quad (5.30)$$

Вид функції для ε_m визначено порівнянням розрахункових, за співвідношенням (5.30), коефіцієнтів тепловіддачі з даними експериментальних досліджень з тепловіддачі до насичених турбулентних та ламінарних плівок рідин в режимі випаровування з міжфазної поверхні при вільному стіканні

$$\varepsilon_m = 0,15 \cdot 10^{-3} Re^{0,95} \left(\frac{v_o}{v}\right)^{0,45} \left[1 - \exp\left(-\frac{Re^2}{80000}\right) \right], \text{ при } Re \leq 2060, \quad (5.31)$$

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

де $v_o = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Графічна інтерпретація залежності (5.31) для води та цукрових розчинів наведена на рис. 13.

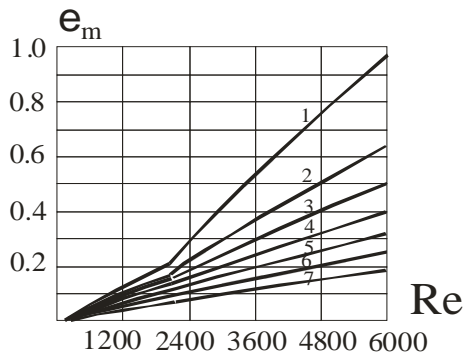


Рис. 13. Залежність $\varepsilon_m = f(Re)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100^\circ\text{C}$ 1 – вода; 2 – 7- цукровий розчин, 2 – $CP = 20\%$; 3 – 30; 4 – 40; 5 – 50; 6 – 60; 7 – 70.

Довжина великих хвиль λ_{ex} відповідно до даних М.Кулова за умови вільного стікання води в вертикальній трубі діаметром 25 мм складає 0,12 м при $Re \leq 400$, а при $Re \geq 400$ – апроксимується співвідношенням $\lambda_{ex} = 0,12 + 7,7 \cdot 10^{-6}(Re - 400)$.

Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими, за співвідношенням (5.30, 5.31) в режимі випаровування з міжфазної поверхні, наведено на рис.14.

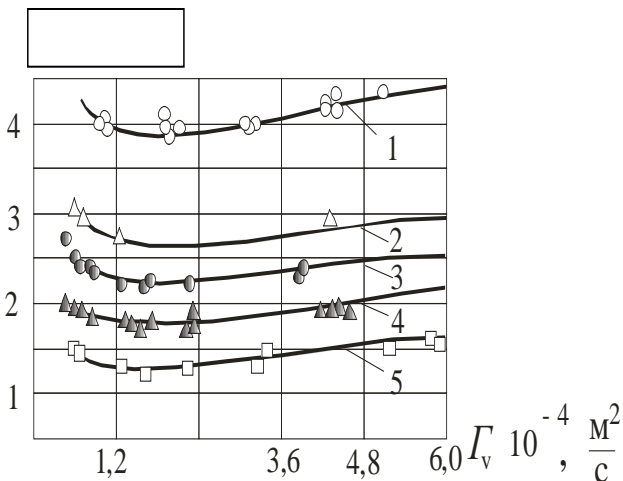


Рис.14. Порівняння експериментальних значень коефіцієнтів тепловіддачі до води та цукрових розчинів при вільному стіканні плівки по вертикальній поверхні з розрахунковими в режимі випаровування з міжфазної поверхні.

Лінії відповідають розрахунку за співвідношеннями (5.30, 5.31). 1 – вода, $t = 100^\circ\text{C}$; 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, $t = 100^\circ\text{C}$; 2 - 5 – цукровий розчин, 2 – $CP = 30\%$; 3 – 40; 4 – 50; 5 – 60;

За наявності міжфазного тертя функція турбулентності ε_m (5.31), скорегована введенням співмножника E_u до ε_m

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

$$E_u = 1,124 - 72 \left[We_2^{0,2} - \left(\frac{\rho_2 14^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}} \right)^{0,2} \right]^{0,7} Re^{-0,6} \left(\frac{v}{v_o} \right)^{0,6} \text{ при } u_2 \geq 14, \quad (5.32)$$

де $We_2 = \frac{\rho_2 u_2^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}}$ – модифіковане число Вебера. В разі $E_u \leq 0$, приймається $E_u = 0$.

Графічна інтерпретація співвідношення (5.32) наведена на Рис. 15.

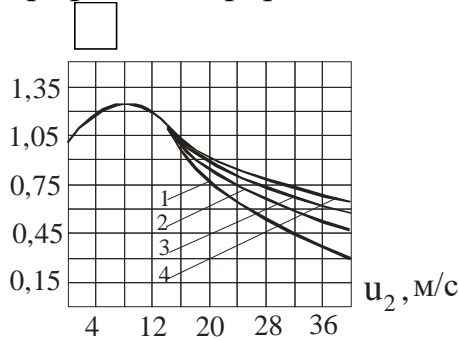


Рис. 15. Графік залежності $E_u = f(u_2)$ для води при $t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$. 1 – $\Gamma_v = 0,2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{M}^2}{\text{c}}$; 2 – $0,3 \cdot 10^{-3}$; 3 – $0,4 \cdot 10^{-3}$; 4 – $0,5 \cdot 10^{-3}$.

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 (5.30, 5.31, 5.32, 4.4) наведено на рис. 16.

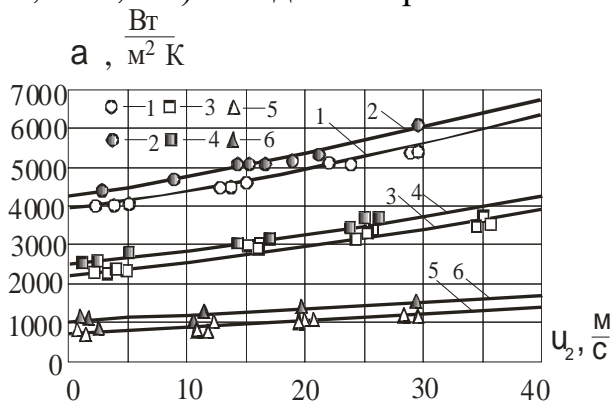


Рис. 16. Залежність $\alpha = f(u_2)$ для води та цукрових розчинів при $t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$. 1, 2 – вода; 3, 4 – цукрові розчини, $CP = 40\%$; 5, 6 – цукрові розчини, $CP = 70\%$; 1, 3, 5 – $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{M}^2}{\text{c}}$; 2, 4, 6 – $\Gamma_v = 0,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{M}^2}{\text{c}}$. Лінії – розрахунок за (5.30, 5.31, 5.32, 4.4).

Товщину турбулентної плівки δ , яка входить у співвідношення (5.30) за наявності міжфазної напруги τ_i , визначено з рівняння збереження імпульсу

$$\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} (1 - \eta) = \left[1 + \left(\frac{v_t}{v} \right) \right] \frac{du}{d\eta}, \quad (5.33)$$

з розподілом турбулентної в'язкості у формі виразу М.Міллійонщикова, в якому постійний коефіцієнт 0,39 (справедливий для розвинутих турбулентних течій зі значими числами Рейнольдса) замінено на функцію

$$\varepsilon = 0,328 \left[1 - 2,3 \exp(-5 \cdot 10^{-4} Re^{0,98}) \right] \text{ при } Re \geq 1940 \quad (5.34)$$

$$\varepsilon = 0,00026 \text{ при } Re \leq 1940$$

Вираз (5.34) отримано в результаті порівняння розрахункових, за виразами (5.35, 5.36) та дослідних значень середньої товщини плівки, наведених в роботах М.Кулова, для води та розчинів гліцерина.

Розподілення швидкості в плівці з (5.33)

$$u_t(\eta) = \left[\frac{2}{N} \left(\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} \right) - \frac{g \delta^2}{N v} \left(1 + \frac{\delta^+}{\delta^+} \right) \right] \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon}{N} (2\eta \delta^+ - \delta^+ - \delta^+) \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\varepsilon (2\eta \delta^+ - \delta^+ - \delta^+)}{N} \right] \right\} + \left(\frac{g \delta^2}{v} \right) \left\{ \frac{1}{2\delta^+ \varepsilon} \ln \left| \frac{\varepsilon \delta^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon \delta^+ (\eta - 1) - 1}{\varepsilon \delta^+ (\eta^2 - \eta) - \varepsilon \delta^+ (\eta - 1) - 1} \right| \right\} + \left(\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} \right) \eta - \frac{g \delta^2}{v} \frac{\eta^2}{2}, \quad (5.35)$$

де $N = \sqrt{2\varepsilon^2 \delta^+ \delta^+ - \varepsilon^2 \delta^{+2} - \varepsilon^2 \delta^{+2} - 4\varepsilon \delta^+}$.

З виразу для середньої швидкості рідини в плівці

$$\bar{u} = U_x \eta_x + U_t (1 - \eta_x) = \int_0^{\eta_x} u_x(\eta) d\eta + \int_{\eta_x}^1 u_t(\eta) d\eta, \quad (5.36)$$

де $u_x = \left(\frac{\tau_i \delta}{\rho v} + \frac{g \delta^2}{v} \right) \eta - \frac{g \delta^2}{v} \frac{\eta^2}{2}$ – профіль швидкості в ламінарному прошарку,

$U_x = \frac{1}{\eta_x} \int_0^{\eta_x} u_x(\eta) d\eta$, $U_t = \frac{1}{1 - \eta_x} \int_{\eta_x}^1 u_t(\eta) d\eta$ – середні швидкості в ламінарному та

турбулентному прошарках відповідно, отримаємо товщину турбулентної плівки при наявності міжфазного тертя з виразу $\delta = \Gamma_v / \bar{u}$.

Товщина турбулентної плівки за умови вільного стікання по вертикальній поверхні 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 $Re \geq 2060$), а при $Re \leq 2060$ виразу $\delta = \sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v v}{g}}$ – товщині ламінарної плівки за параболічного профілю швидкості в ній.

Розділ 6. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ПРОЦЕСІВ ТЕПЛОВІДАЧІ ДО НИЗХІДНИХ КІЛЬЦЕВИХ ПАРОРІДИННИХ ПОТОКІВ РОЗЧИНІВ ПІД ЧАС ПАРОУТВОРЕННЯ. ІНЖЕНЕРНІ АПРОКСИМАЦІЇ.

Отримані в розділі 5 криві, що характеризують вплив витратних параметрів на інтенсивність тепловіддачі до насичених плівок розчинів з розвинутою хвильовою структурою, рис.14, апроксимовані в зручній для інженерних розрахунків формі, запропонованої Г.Гімбутісом, для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі в області випаровування з міжфазної поверхні в режимі вільного стікання в трубі діаметром 20 мм, яке має вигляд

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 Re^{-1/3} (0,85 + 0,01 Pe^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} Pe^{0,86} Pr^{-0,2}). \quad (6.1)$$

Порівняння результатів розрахунків інтенсивності тепловіддачі з експериментальними даними по тепловіддачі до вільно стікаючих плівок води та цукрових розчинів в трубі діаметром 20 мм наведено на рис.17.

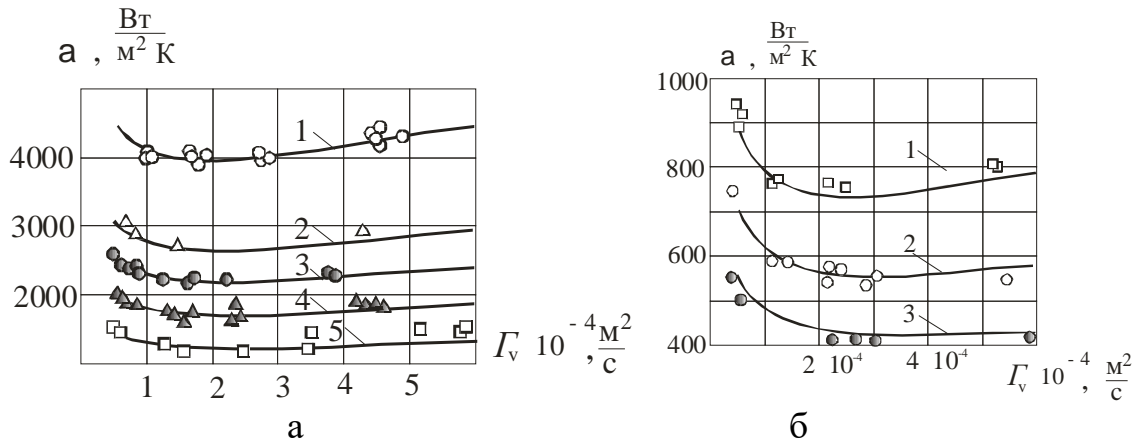


Рис.17. Порівняння апроксимаційної залежності (6.1) з експериментальними даними.

а) 1 – вода $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; 2,3,4,5 – цукрові розчини 2 – $CP = 30\%$; 3 – 40; 4 – 50; 5 – 60.

б) до густі сиропи 1 – $CP = 70\%$, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $Pr = 58$; 2 – $CP = 70\%$, $t = 73\text{ }^{\circ}\text{C}$, $Pr = 131$; 3 – $CP = 70\%$, $t = 54\text{ }^{\circ}\text{C}$, $Pr = 259$.

Інтенсифікуючу на тепловіддачу дію супутнього руху плівки парового ядра враховано параметром, пропорційним швидкості пари та її густини, як співмножника до базового виразу (6.1)

$$K_w = \sqrt{1 + [7,5 \cdot 10^{-6} \text{Re}_2 (\rho/\rho_2)^{0,2}]^2}. \quad (6.2)$$

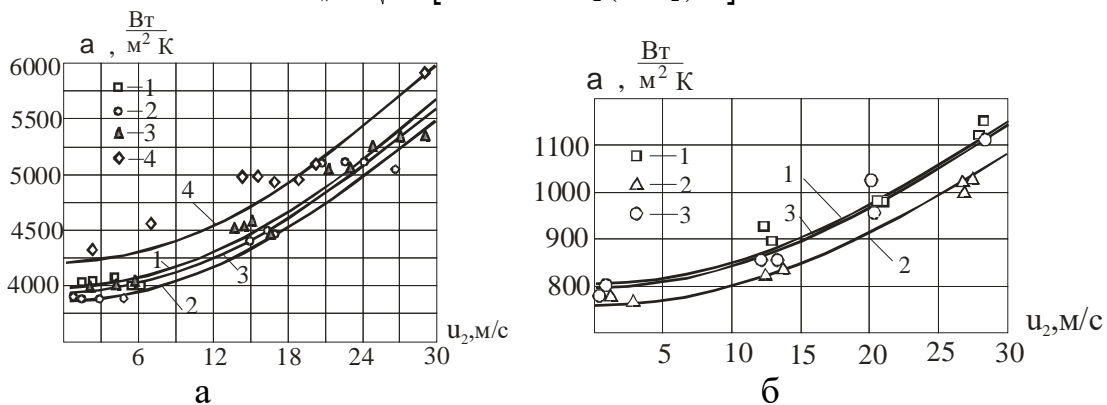


Рис.18 Порівняння результатів розрахунку за (6.1, 6.2) з експериментальними даними.

а. вода, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; 1 – $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3}$; 2 – 0,2; 3 – 0,3; 4 – 0,5. б. цукровий сироп $CP = 70\%$, $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$; 1 – $\Gamma_v = 0,1 \cdot 10^{-3}$ 2 – 0,3; 3 – 0,55; $Pr = 58$. Лінії – розрахунок за (6.1, 6.2).

Фактором, що порушує однозначність в способі обробки експериментальних даних по тепловіддачі до густих розчинів, що випаровуються, є нерівномірність розподілу концентрації по товщині плівки та вплив швидкості пари на температуру міжфазної поверхні, на якій концентрація перевищує середнє значення. Температура поверхні плівки розчину в режимі випаровування t_i повинна дорівнювати температурі кипіння відповідно до концентрації на міжфазній поверхні C_i , тобто $t_i = t_{sat} + \Delta_{fc}(C_i)$. Оскільки величину C_i визначити проблематично, а поверхневі хвилі

вирівнюють концентрацію, з певним наближенням можна прийняти, що $t_i \approx t_{sat} + \Delta_{fc}(\bar{C})$, а коефіцієнт тепловіддачі при обробці експериментальних даних виразиться як

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_i} \approx \frac{q}{t_{cm} - (t_{sat} + \Delta_{fc}(\bar{C}))}, \quad (6.3)$$

де \bar{C} – середня в перерізі плівки концентрація розчину;

Дані вимірювань температури плівки засвідчили, що дослідна середньомасова (калориметрична) температура цукрового розчину $t_{cp.m}^{exp}$, яка заміряна в адіабатній ємності безпосередньо на виході із дослідної ділянки, рис.19 відповідає середньоінтегральній $t_{cp.m} = \int_0^{\delta} t(y) \frac{u(y)}{\bar{u}} dy \approx \frac{t_{cm} + t_i}{2}$ лише за умови вільного стікання при відсутності міжфазної дотичної напруги.

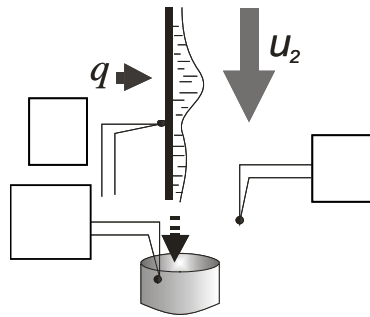


Рис. 19. Схема вимірювань температур в модельному каналі.

При наявності швидкості пари над поверхнею плівки дослідна середньомасова температура розчину $t_{cp.m}^{exp}$ менше ($t_{cp.m} \geq t_{cp.m}^{exp}$) від середньої розрахункової $t_{cp.m}$, а отримане відхилення тим більше, чим більша швидкість пари та щільність зрошення. Вважаючи на те, що температура $t_{cp.m}^{exp}$ 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 плівок розчинів, що випаровуються, визначені, як

$$\alpha_m = \frac{q}{t_{cm} - t_{cp.m}^{exp}}, \quad (6.4)$$

адекватно реагують на зміни витрат фаз. При цьому, $\alpha \geq \alpha_m$.

Якщо узагальнення експериментальних даних виконано за формою (6.4), то розрахунок теплового потоку за наявної різниці температур $(t_{cm} - t_{sat})$ та фізико-хімічної депресії, яка виражена через середню концентрацію $\Delta_{fc}(\bar{C})$, що зручно при розрахунках випарних апаратів, потрібно виконувати з врахуванням корекції температурного напору величиною $\delta\Delta t$

$$q = \alpha_m (t_{cm} - t_{sat} - \Delta_{fc}(\bar{C}) + \delta\Delta t), \quad (6.5)$$

де $\delta\Delta t = (t_{cm} - t_{cp.m}^{exp}) - (t_{cm} - t_{av.m}(\bar{C})) = t_{av.m}(\bar{C}) - t_{av.m}^{exp}$ – функція, що враховує пригнічення фізико-хімічної температурної депресії при кипінні розчинів потоком пари.

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

$$\delta\Delta t = \left[1 - \exp\left(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe}\right)\right] \Delta_{fc}, \quad (6.6)$$

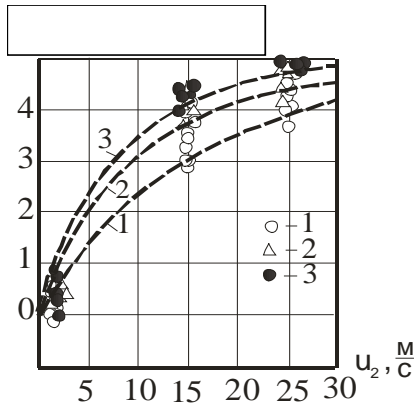


Рис. 20. Залежність $\delta\Delta t = f(u_2)$ для плівок цукрових сиропів.

СР = 70%, $\Delta_{fc} = 5^\circ\text{C}$; 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4}$, м²/с; 2 – $3 \cdot 10^{-4}$, 3 – $5 \cdot 10^{-4}$. $t_{sat} = 100^\circ\text{C}$. Лінії відповідають розрахунку за співвідношенням (6.6)

Параметром початку утворення парових бульбашок в плівці є величина мінімального перегріву шорсткої стінки згідно співвідношень Лапласа та Клапейрона-Клаузіуса, яка встановлює відповідність критичного перегріву стінки Δt_{min} певному радіусу заглиблень мікротріщин R_m . При кипінні розчинів перегрів стінки більше на величину фізико-хімічної температурної депресії Δ_{fc} .

$$\Delta t_{min} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_2 R_m} + \Delta_{fc}. \quad (6.7)$$

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

$$K_{boil} = 1 + c \left(\frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\Delta t_{min}}\right)^n, \quad (6.8)$$

який є співмножником до основного базового рівняння з тепловіддачі до плівки в умовах випаровування з міжфазної поверхні (6.1).

Аналіз даних показує, що відповідність розрахункових даних експериментальним з тепловіддачі при кипінні в плівках досягається за умови підстановки в (6.7) розмірів мікротріщин порядку $R_m = 0,5 \cdot 10^{-5}$ м, що відповідає шорсткості поверхні нових теплообмінних труб, а коефіцієнти c та n у співвідношенні (6.8) дорівнюють, відповідно $c = 0,4$ та $n = 1,2$.

Порівняння результатів розрахунків за співвідношенням (6.1, 6.2, 6.8) 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 трубі діаметром 20 мм в режимах випаровування з вільної поверхні та кипіння наведено на рис.21,22.

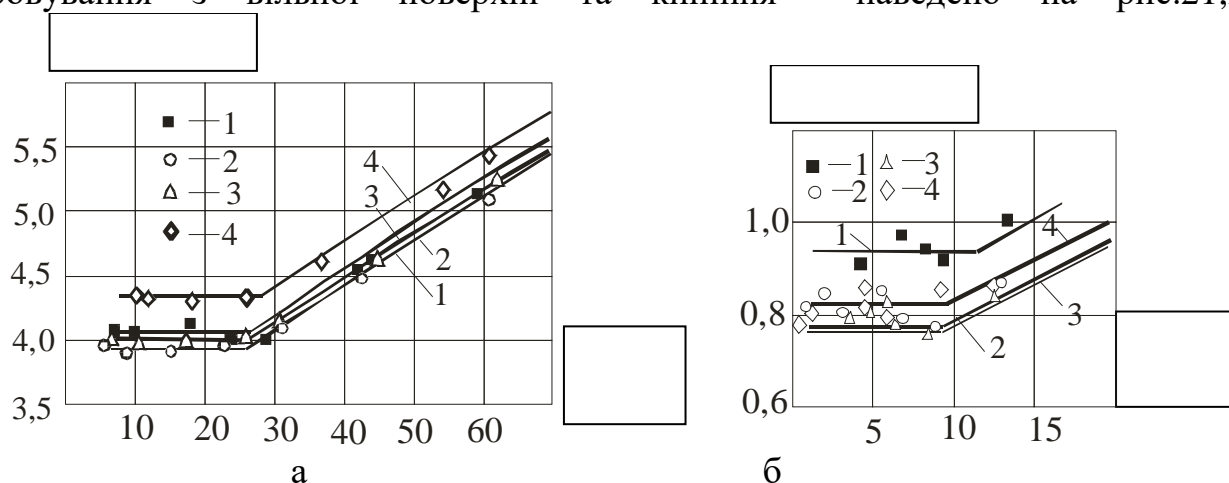


Рис. 21. Залежність $\alpha = f(q)$ під час вільного стікання плівок води та цукрових розчинів, ($t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $R_c = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$). **а.** Вода, 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; 2 – $2 \cdot 10^{-4}$; 3 – $3 \cdot 10^{-4}$; 4 – $5,5 \cdot 10^{-4}$; **б.** 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 (6.1, 6.2, 6.7, 6.8) при відповідних щільностях зрошення.

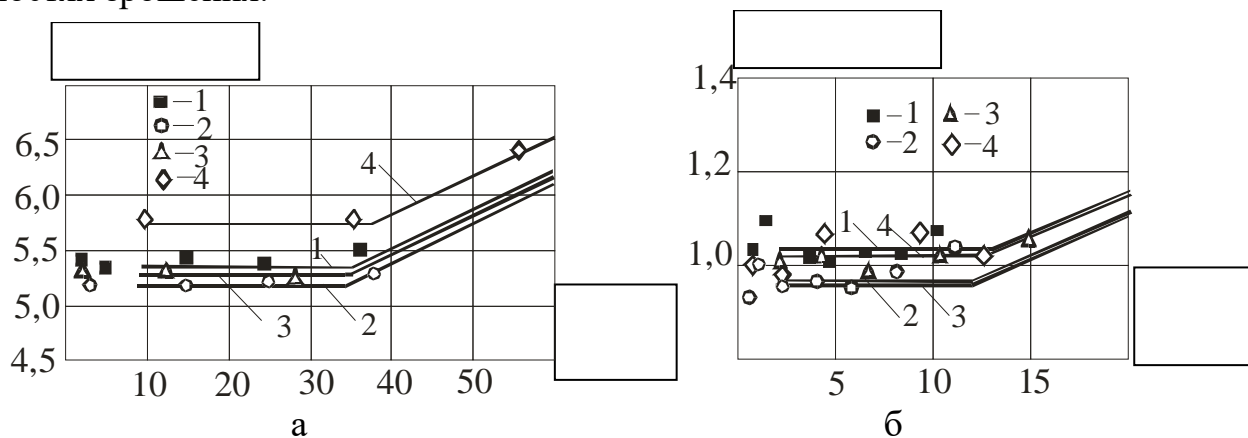


Рис.22.Залежність $\alpha = f(q)$ під час руху пари зі швидкістю $u_2 = 25 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. ($t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $R_c = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$). **а.** Вода, 1 – $\Gamma_v = 1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; 2 – $2 \cdot 10^{-4}$; 3 – $3 \cdot 10^{-4}$; 4 – $5,5 \cdot 10^{-4}$; **б.** 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 (6.1, 6.2, 6.7, 6.8) при відповідних щільностях зрошення.

Як видно з графіків, перехід до режиму кипіння зі зростанням швидкості пари зміщується в область більших теплових потоків.

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 (6.7, 6.8) перехід до режиму кипіння відбудеться при менших теплових потоках з відповідною інтенсифікацією процесу теплообміну.

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 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, висвітлених в роботах Б.Ганчева, М.Кулова, зі збільшенням діаметра труби зростає амплітуда та довжини великих хвиль, що інтенсифікує процеси перемішування в плівці.

Вплив фактора довжини та діаметра труб на тепловіддачу оцінено введенням співмножника K_{Ld} до (6.1), отриманого з порівняння результатів досліджень інтенсивності тепловіддачі до плівок в трубах різної геометрії

$$K_{Ld} = \left\{ 1 + 0,06 \left(\frac{v}{v_o + v} \right) [1 - \exp(-0,05 L^3)] \right\} \left(\frac{d}{d_o} \right)^{0,35 - 0,06 \left(\frac{d}{d_o} \right)}, \quad (6.9)$$

де $d_o = 0,02 \text{ м}$, $v_o = 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$; L – довжина труби в м (від 1 м).

Остаточне інженерне рівняння для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі до стікаючих по вертикальній поверхні плівок розчинів як в режимі випаровування з міжфазної поверхні, так і за наявності кипіння та супутнього парового потоку в каналах різної конфігурації набуває вигляду

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,12 \text{Re}^{-1/3} (0,85 + 0,01 \text{Pe}^{0,2} + 4,5 \cdot 10^{-4} \text{Pe}^{0,86} \text{Pr}^{-0,2}) K_w K_{boil} K_{Ld}. \quad (6.10)$$

На рис.23 нанесені масиви даних з теплообміну в плівках в каналах різної конфігурації та порівняння з результатами розрахунку за апроксимаційним рівнянням (6.10)

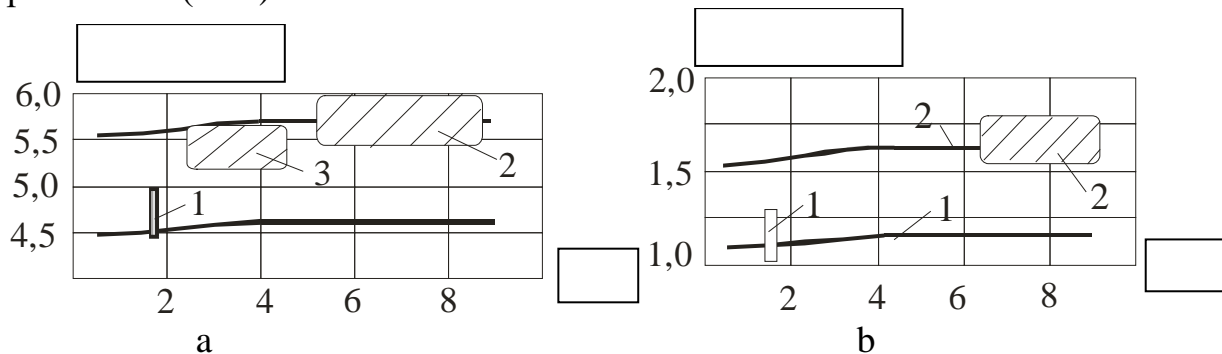


Рис. 23. Залежність $\alpha = f(L)$.

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 автора, $d = 20 \text{ мм}$, $L = 1,8 \text{ м}$; 2 – область даних В.Ардашева, $d = 30 \text{ мм}$, $L = 9 \text{ м}$; 3 – область даних В.Левєраша, $d = 32 \text{ мм}$, $L = 4,9 \text{ м}$. Лінії відповідають розрахунку за (6.10), 1 – $d = 20 \text{ мм}$, 2 – 30 мм .

Графічна інтерпретація результатів моделювання теплового потоку по довжині труби довжиною 9 м за співвідношеннями (6.5, 6.6, 6.7, 6.10) та їх порівняння з експериментальними даними В.Ардашева наведено на рис.9.а,б,с, а

для киплячих під розрідженням 0,65 бар та 0,87 бар, яблучних сиропів в трубі діаметром 32 мм, довжиною 3,9 м (дані О.Глоби) – на рис.24.д,е.

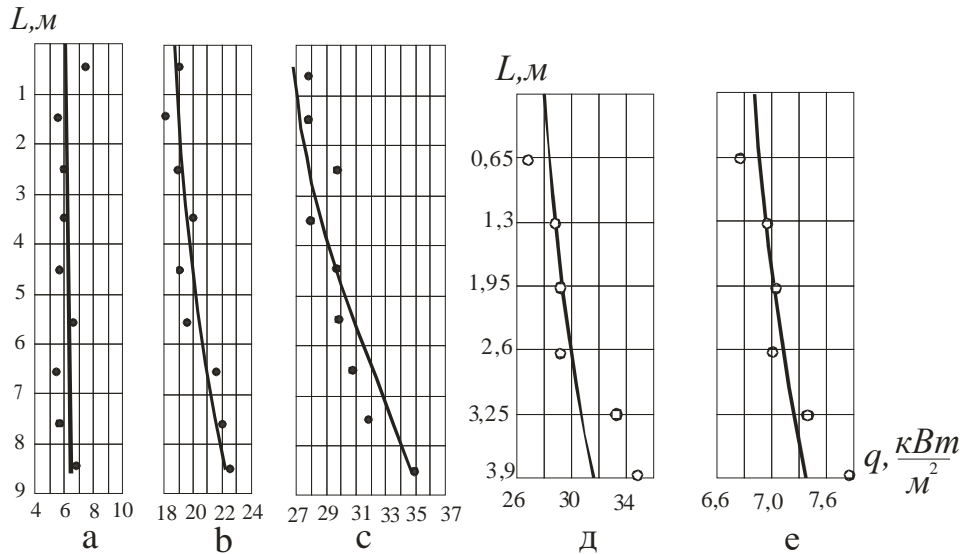


Рис.24. Розподілення теплового потоку по висоті кип'ятильної труби.

Лінії – розрахунок за (6.10, 6.5, 6.6, 6.7); а,б,с – вода $t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$, $L = 9\text{ м}$, $d = 30\text{ мм}$, $\Gamma_v = 0,3 \cdot 10^{-3}\text{ м}^2/\text{с}$, точки – експериментальні дані В.Ардашева. а – $\Delta t = 2,2\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t_{cm} - t_{sat} = 1,2$; б – $7,5$, $t_{cm} - t_{sat} = 3,7$; с – 11 , $t_{cm} - t_{sat} = 5,1$; д, е – яблучний сироп, точки – експериментальні дані О.Глоби. $L = 3,9\text{ м}$, $d = 32\text{ мм}$. д. $CP = 16,3\%$, $P_{абс} = 0,35\text{ бар}$, $\Delta t = 15,6\text{ }^{\circ}\text{C}$. е. $CP = 60,4\%$, $P_{абс} = 0,13\text{ бар}$, $\Delta t = 9,5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Розділ 7. МОДЕЛЮВАННЯ ГРАНИЧНИХ РЕЖИМІВ ТЕПЛООБМІНУ ДО ВИСОКОКОНЦЕНТРОВАНИХ ПЛІВОК В РЕЖИМІ ВИПАРОВУВАННЯ З МІЖФАЗНОЇ ПОВЕРХНІ

В разі концентрування розчину по довжині каналу щільність зрошення падає по закону $\Gamma_v(x) = \Gamma_{v0} - \frac{q x}{\rho_1 r}$, а концентрація зростає, як $CP(x) = \frac{CP_0 \Gamma_{v0}}{\Gamma_{v0} - \frac{q x}{\rho_1 r}}$.

Оскільки для слабкоконтрованих розчинів по довжині каналу в результаті випаровування темп падіння щільності зрошення переважає темп зростання в'язкості, а за великих концентрацій – навпаки, функція $\delta(x) = \sqrt[3]{\frac{3 \Gamma_v(x) \nu(x)}{g}}$ має

екстремум (мінімум) по x . Відстань, на якій реалізується екстремум, залежить від теплового потоку, початкової концентрації та витрати розчину і знаходиться з умови $\frac{d[\Gamma_v(x) \nu(x)]}{dx} = 0$. Результати розрахунку критичної концентрації для цукрового

розчину чистотою 98% (а), та реального сиропу з чистотою 92% (б) наведено на рис.25

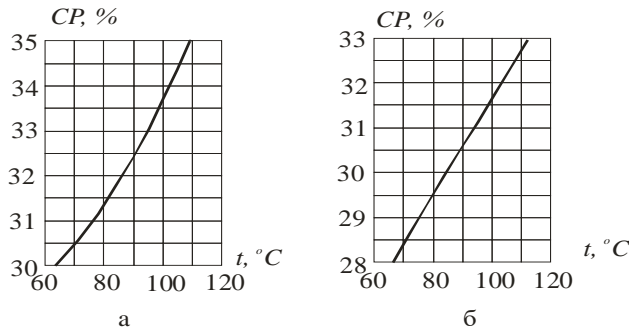


Рис.25. Залежність критичної концентрації цукрового розчину (Дб = 98%) (а) та сиропу цукрового виробництва (Дб = 92 %)(б) від температури.

Таким чином, в плівкових випарних апаратах цукрової промисловості 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.

Виявлення впливу нерівномірності розподілу концентрації в перерізі плівки на її теплові та гідродинамічні параметри оцінено з балансу потоків маси на міжфазній поверхні, рис.26.

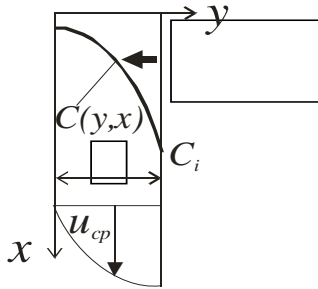


Рис. 26. Схема розподілу концентрації в плівці розчину з випаровуванням розчинника з міжфазної поверхні.

Міжфазна поверхня, в результаті зникнення розчинника, рухається у напрямку стінки зі швидкістю $\frac{q}{r\rho}$, 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 молекулярної дифузії D_m як

$$-D_m \frac{\partial C(0, x)}{\partial y} = \frac{q}{r\rho} C(0, x). \quad (7.1)$$

Вираз (7.1) є граничною умовою на міжфазній поверхні плівки до задачі отримання поля концентрацій з рівняння конвективної дифузії

$$u \frac{\partial C(x, y)}{\partial x} = D_m \frac{\partial^2 C(x, y)}{\partial y^2}. \quad (7.2)$$

На теплообмінній поверхні $\frac{\partial C(0, x)}{\partial y} = 0$. За умови циклічного перемішування плівки великими хвилями, кожний цикл починається із рівномірно розподіленої

балансової концентрації C_o , тоді початкові умови формулюються як: $x = 0$, $C(y, 0) = C_o$, а розв'язок (7.2) методом Фур'є має вигляд

$$C(x, y) - C_o = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos \mu_n \frac{y}{\delta} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D_m x}{u \delta^2}\right). \quad (7.3)$$

Характеристичне рівняння для отримання власних чисел μ_n запишеться як

$$\operatorname{ctg} \mu_n = \frac{\mu_n}{Pe_{mv}}, \quad (7.4)$$

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 співвідношенням (7.3, 7.4) наведена на рис. 27.

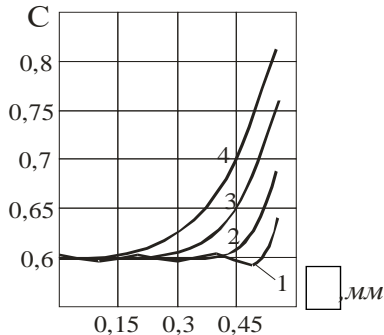


Рис.27. Розподіл концентрації в перерізі плівки на різній відстані x за умови використання шести перших членів ряду (7.3). Цукровий розчин, $CP = 60\%$, $t = 80^\circ C$; $Pe_{mv} = 1$; $\Gamma_v = 0,15 \cdot 10^3 \text{ м}^2 / \text{с}$; $\nu = 3,92 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$; $\rho = 1260 \text{ кг} / \text{м}^3$; $D = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2 / \text{с}$; $r = 2308 \text{ кДж} / \text{кг}$; $q = 5,14 \text{ кВт} / \text{м}^2$; ; 1 – $x = 0,1 \text{ м}$; 2 – 0,8; 3 – 2,5; 4 – 5;.

Концентрація на міжфазній границі $C(x, \delta)$, або C_i знаходиться із ряду (7.3) за умови $y = \delta$

$$C(x, \delta) - C_o = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n \cos \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D_m x}{u \delta^2}\right). \quad (7.5)$$

Розв'язки (7.3, 7.5), крім незручності у використанні, оскільки кожному значенню теплового потоку та товщини плівки відповідає свій набір власних чисел μ_n , розрахованих за співвідношенням (7.4), справедливі за умови $q = \text{const}$.

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 зменшується пропорційно падінню корисної різниці температур, а концентрація на міжфазній границі зростає. За даних умов, видається доцільним в граничних умовах (7.1) прийняти постійним не тепловий потік q , а величину, пропорційну добутку $q C_i$, тобто нормальний до поверхні плівки 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 (7.1) трансформується в

$$-D_m \frac{\partial C(0, x)}{\partial y} = \frac{q}{r \rho} C(0, x) \approx \frac{J_m}{\rho} = \text{const}, \quad (7.6)$$

а розв'язок (7.2) за граничних умов (7.6) в безрозмірних координатах набуває вигляду

$$C(\eta, \xi) = C_o + \frac{2J_m \delta}{\rho D_m} \sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(1-\eta)^2}{\frac{16\xi}{Pe_m}}\right) - \frac{(1-\eta)}{2\sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}}} \operatorname{erfc}\left(\frac{(1-\eta)}{2\sqrt{\frac{4\xi}{Pe_m}}}\right) \right\}, \quad (7.7)$$

де $Pe_m = \frac{4\Gamma_v}{D_m}$ – число Пекле дифузійне.

Вираз для залежності концентрації на міжфазній границі ($\eta=1$) $C_i(\xi)$ від повздовжньої координати набуває вигляду

$$C_i(\xi) = C_o + \frac{4J_m \delta}{\rho D_m \sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\xi}{Pe_m}}. \quad (7.8)$$

Якщо фізико-хімічну температурну депресію на міжфазній границі позначити як $R_{dep}(C_i(\xi))$, то температура насичення на міжфазній поверхні виразиться як $t_i(\xi) = t_{sat} + R_{dep}(C_i(\xi))$, а температурний профіль в плівці як $t(\eta, \xi) = t_i(\xi) + (t_{cm} - t_i(\xi))\theta(\eta, \xi)$, або

$$t(\eta, \xi) = t_{sat} + R_{dep}(\xi) + (t_{cm} - t_{sat})\theta(\eta, \xi) - R_{dep}(\xi)\theta(\eta, \xi). \quad (7.9)$$

За наявності швидкості пари має місце пригнічення фізико-хімічної температурної депресії, що може бути враховано введенням співмножника $H_{dep} = \exp(-1,07 \cdot 10^{-2} \sqrt{We} \sqrt[3]{Pe})$ до $R_{dep}(\xi)$, походження якого розглянуто у розділі 6. Тоді, функція падіння температурного напору, як результат дії фізико-хімічної депресії на міжфазній границі за наявності рухомої пари над її поверхнею запишеться як $R_{dep}(\xi)H_{dep}$, а вираз для теплового потоку на стінці в період між проходженням великих хвиль, за вільного стікання, враховуючи (5.10), отримаємо з умови $q_{cm}(\xi) = -\frac{\lambda}{\delta} \frac{dt(\eta, \xi)}{d\eta} \Big|_{\eta=0}$

$$q_{cm}(\xi) = \frac{\lambda}{\delta} \left\langle \left[\frac{40}{7} \exp\left(-\frac{10\xi_m}{Pe}\right) - \frac{25}{7} \right] \exp\left(\frac{320}{7Pe}(\xi_m - \xi)\right) + 1 \right\rangle [t_{cm} - t_{sat} - R_{dep}(\xi)H_{dep}]. \quad (7.10)$$

Характер розподілу теплового потоку, рис.28(а) 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. 28(б)

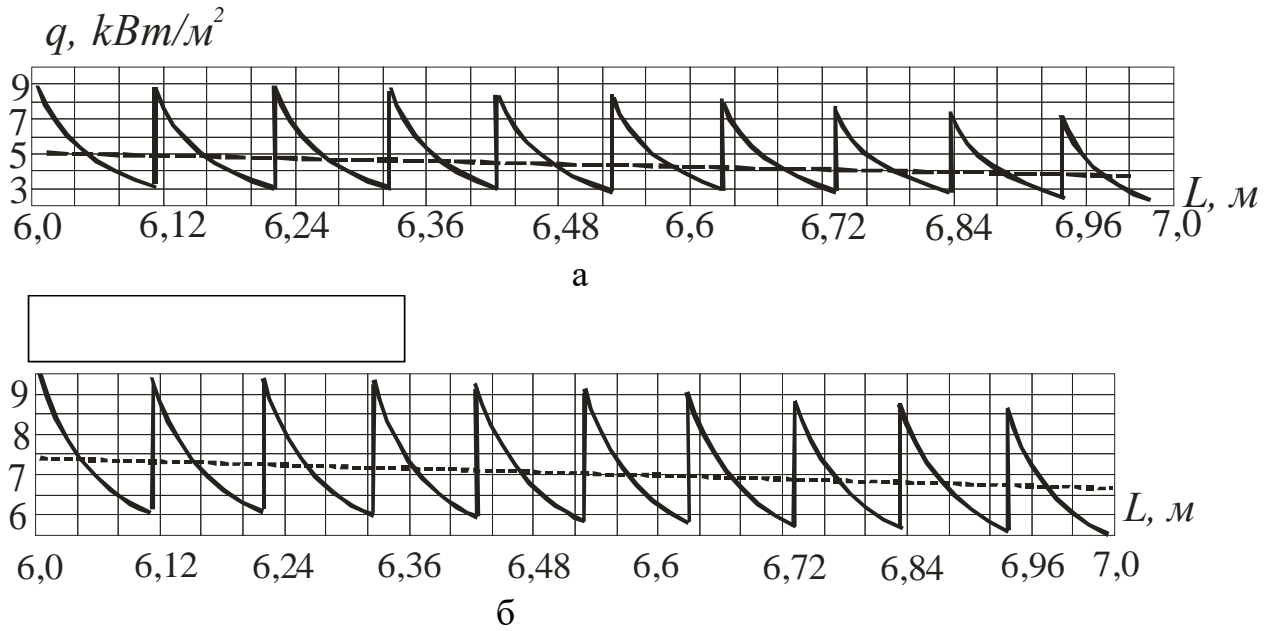


Рис.28. Розподіл теплового потоку (а) та корисного температурного напору (б) для плівки висококонцентрованого цукрового розчину з напливними хвилями в трубі довжиною 9 м на ділянці від 6 до 7 м. Штрихові лінії – осереднені значення

$$q_{cm}^{cp.xv} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_{cm}(\xi) d\xi \quad \text{та} \quad \Delta t_{cp.xv} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} (t_{cm} - t_{sat} - R_c(\xi) H_{dep}) d\xi.$$

Початкові параметри $CP_{п} = 75,5 \%$ $\Gamma_{п} = 0,061 \cdot 10^{-3}$ $L_{п} = 4$ м. Швидкість пари на відстані 4 м – 3,8 м/с, $t_{cm} = 117$ С, $t_{sat} = 100$ С.

Порівняння розрахункових та експериментальних даних з осередненого для кожного хвильового циклу теплового потоку до висококонцентрованого розчину в режимі погіршення теплообміну на ділянці від 4 до 9 м в трубі довжиною 9 м наведені на рис.29.

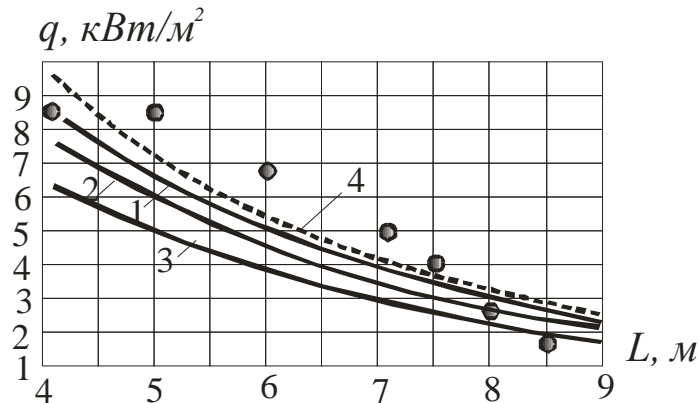


Рис. 29. Порівняння розрахункових та експериментальних даних з осередненого для кожного хвильового циклу теплового потоку на ділянці від 4 до 9 м. $CP_{поч} = 75,5 \%$ $\Gamma_u = 0,061 \cdot 10^{-3}$ м²/с, $L_{поч} = 4$ м. Швидкість пари на вході – 3,8 м/с, $t_{cm} = 117$ °С, $t_{sat} = 100$ °С. Точки – експериментальні дані В.Ардашева. Лінія (1) – розрахована за співвідношеннями (7.10) з осередненням за формою

$q_{cm}^{cp.xv} = \frac{1}{\xi_v - \xi_m} \int_{\xi_m}^{\xi_v} q_{cm}(\xi) d\xi$. Лінія (2) – розрахована за співвідношенням

$$q_z = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm} - t_{sat} - R_{dep} H_{dep}) \quad \text{по осередненій на ділянці концентрації } \bar{C}, \text{ де}$$

$$R_{dep} = (1156,9 - 6322\bar{C} + 1,3 \cdot 10^4 \bar{C}^2 - 11920\bar{C}^3 + 4134\bar{C}^4) 16,22 \frac{T^2}{r}.$$

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 (6.10) інтервальним методом.

Таким чином, модель теплообміну в режимі погіршення тепловіддачі до густих плівок висококонцентрованих розчинів в довгих випарних каналах, 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 в режимі випаровування з міжфазної поверхні, а співвідношення (6.10) для розрахунку інтенсивності тепловіддачі до стікаючих плівок розчинів в трубах випарних апаратів, справедливе і в області надвисоких концентрацій в кризових режимах 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 розвинутою 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, а також шорсткості 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 геометричних факторів на інтенсивність тепловіддачі до низхідних паро-рідинних потоків розчинів проявляється через хвильові характеристики системи великих хвиль, які змінюються залежно від діаметра труб та 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 плівок густих розчинів під час випаровування, концентрація яких перевищує критичне значення,

отриманого з умови $\frac{d}{dx} \left(\sqrt[3]{\frac{3\Gamma_v(x)v(x)}{g}} \right) = 0$, має місце потовщення плівки, оскільки

температура падіння щільності зрощення значно менший темпу зростання в'язкості за рахунок підвищення концентрації.

10. Встановлено, що основною причиною падіння теплового потоку по довжині випарувального 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 зменшення теплопровідності густого розчину зі зростанням його концентрації.

11. Гідравлічний опір низхідним кільцевим паро-рідинним потокам слабо- та висококонцентрованих цукрових розчинів як в області слабкої так і сильної взаємодії фаз пропонується розраховувати за отриманим на основі виконаного експериментального дослідження універсальним співвідношенням (4.4), 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 (4.4) коректне для 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 між інтенсивністю тепловіддачі до низхідних плівок та витратними характеристиками 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 (6.10), яке повністю охоплює діапазон зміни витрат фаз, концентрацій та режимних параметрів, характерних для умов експлуатації випарних установок з концентрування цукрових та фруктових сиропів.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ

x, y – повздожня та поперечна координати, відповідно; δ – товщина плівки; d – діаметр; L – довжина; $\xi = \frac{x}{\delta}, \eta = \frac{y}{\delta}$ – безрозмірні повздожня та поперечна координати, відповідно; u – швидкість у напрямку x ; q – тепловий потік; $\lambda, \rho, \nu, a, r, \sigma$ – теплопровідність, густина, кінематична в'язкість, температуропровідність, теплота фазового перетворення, поверхневий натяг, відповідно; ζ – коефіцієнт гідравлічного тертя; τ – дотична напруга; λ_{ex} – довжина великих хвиль; C – масова концентрація в частках від одиниці; CP – масова концентрація у %; t – температура °С; D_m – коефіцієнт молекулярної дифузії; Γ_v – об'ємна щільність зрошення; R_m – радіус

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

$Re = \frac{4 \Gamma_v}{v} = \frac{4\bar{u} \delta}{v}$ – число Рейнольдса для плівки; $Re_2 = \frac{u_2 d}{v_2}$ – число Рейнольдса для

парового ядра; $Pe = \frac{4 \Gamma_v}{a}$ – число Пекле для плівки; $Pe_m = \frac{4 \Gamma_v}{D_m}$ – число Пекле

дифузійне. $Pe_{mv} = \frac{q \delta}{r \rho D_m}$ – масообмінне число Пекле, виражене через швидкість

випаровування $\frac{q}{r \rho}$; $We = \frac{\rho_2 u_2^2 d}{\sigma}$ – число Вебера; $We_2 = \frac{\rho_2 u_2^2}{\sqrt{\sigma g \rho_2}}$ – модифіковане число

Вебера. $Pr = \frac{v}{a}$ – число Прандтля; $Ka = \left(\frac{\sigma^3}{v^4 \rho^3 g} \right)$ – число Капіці;

$\delta^+ = \frac{\delta u^*}{v}$ – безрозмірна товщина плівки; $u^* = \sqrt{\frac{\tau_i + \rho g \delta}{\rho}}$ – динамічна швидкість;

$\delta^* = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_2)}}$ – капілярна постійна.

Індекси:

“2” – відноситься до парової фази; “i” – на міжфазній поверхні; “o” – на вході в канал; “cm” – на стінці; “sat” – стан насичення; “cp”, “-”, середнє значення; “l” – ламінарний; “t” – турбулентний; “n” – відноситься до неперервного шару плівки.

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. – Saarbrücken, Deutschland / Germany : LAP LAMBERT Academic Publishing. – 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. Особистий внесок: постановка задачі. (Фахова)

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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення математичної моделі. (Фахова)

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.(Фахова)

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.(Фахова)

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.(Фахова)

7. Петренко В.П. Теплообмен в испарительных каналах пленочных выпарных аппаратов / В.П. Петренко, О.М.Рябчук // Сахар. (Россия) – 2013. – № 7. – С. 39–44. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення математичної моделі.(РИНЦ)
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. Особистий внесок: постановка задачі, аналіз теплотехнологічних схем випарних установок.(Фахова)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення параметрів кореляції даних.(Фахова)
10. Петренко В.П. Режимы ухудшенной теплоотдачи в пленочных выпарных аппаратах / В.П.Петренко, А.Н. Рябчук // Сахар (Россия). – 2014. – №8. – С. 40– 47. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі.(РИНЦ)
11. Петренко В.П. Режимы погрешенной тепловіддачі в плівкових випарних апаратах / В.П. Петренко, О.М. Рябчук, В.І. Бурлака // Цукор України. –2014. – №9(105). – С. 27 – 34. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Фахова)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі.(Фахова)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі.(Фахова)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Index Copernicus)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Index Copernicus)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Index Copernicus)

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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Web of Science)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Index Copernicus)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі. (Index Copernicus)
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. Особистий внесок: постановка задачі, розроблення та реалізація математичної моделі.(Index Copernicus)

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: сьогодні 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. / ІТТФ НАН України, – 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 zstructure 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. – К.: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 Х міжнародної конференції “Проблемы промышленной теплотехники” 23 - 26 травня 2017 р. / ІТТФ НАН України – 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 супутнім паровим потоком: зб.наук.праць за матеріалами X міжнародної конференції “Проблеми промислової теплотехники” 23 - 26 травня 2017 р. / ІТТФ НАН України – 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.

АНОТАЦІЯ

В.П.Петренко. 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 05.14.0.6 – Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. (144 теплоенергетика) – Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ, 2019.

В дисертаційній роботі представлені результати комплексного дослідження теплогідродинамічних процесів, що протікають в низхідних кільцевих потоках плівок розчинів під час випаровування. Надані результати математичного моделювання процесів теплообміну в ламінарних та турбулентних плівках розчинів з розвинутою хвильовою структурою на основі запропонованої моделі циклічного збурення температурного та гідродинамічного полів великими хвилями під час їх руху та відновлення в період міжхвильової паузи. Наведені температурні поля в плівці з розвинутою хвильовою структурою в режимах вільного стікання та течії із супутнім паровим потоком для в'язких ламінарних та турбулентних плівок як результат розв'язку рівнянь збереження енергії; на їх основі отримані інтегральні характеристики процесів теплообміну. Для інженерних розрахунків наведені відповідні апроксимації. Надані результати узагальнень гідравлічного опору кільцевим низхідним потокам розчинів в режимах слабкої та сильної взаємодії фаз. Представлені результати аналізу кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до висококонцентрованих плівок розчинів. На основі результатів математичного моделювання концентраційного поля в густих плівках під час випаровування сформульована концепція кризового погіршення інтенсивності тепловіддачі до густих плівок з врахуванням циклічного перемішування плівки великими напливними хвилями. Наведені результати комплексного моделювання теплогідродинамічних параметрів низхідних кільцевих потоків розчинів, що протікають в довгих каналах плівкових випарних апаратів.

Ключові слова: теплообмін, плівка, випаровування, кипіння, концентрування, температурне поле.

SUMMARY

V.P.Petrenko. 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, specialty 05.14.0.6 – Technical Thermophysics and Industrial Thermal Power Engineering. (144 thermal power engineering) – Institute of Technical Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2019.

In the dissertation work the results of the complex study of the heat-hydrodynamic processes occurring in the down flowing annular streams of solutions films during evaporation are presented. The results of mathematical modeling of heat transfer processes in laminar and turbulent films of solutions with developed wave structure are presented on the basis of the proposed model of cyclic perturbation of temperature and hydrodynamic fields by large waves during their movement and restoration in the period between passage of large waves. The temperature fields in a film with a developed wave structure in free falling and co-current vapor flows for viscous laminar and turbulent films are presented as a result of the solution of energy conservation equations; on the basis of which integral characteristics of the heat transfer processes are obtained. Appropriate approximations are given for engineering calculations. The results of generalizations of hydraulic resistance to down flowing annular stream flows of solutions in the modes of weak and strong phase interaction are given. The results of the analysis of the crisis deterioration of the heat transfer to highly concentrated films of solutions are presented. Based on the results of mathematical modeling of the concentration field in thick films during evaporation, the concept of crisis deterioration of the heat transfer to dense films is formulated, taking into account cyclic mixing of the film with large influent waves. The results of complex modeling of the thermodynamic parameters of down flowing annular streams of solutions occurring in long channels of film evaporative devices are presented.

Keywords: heat exchange, film, evaporation, boiling, concentration, temperature field.