

УДК: 532.536

ВПЛИВ УМОВ НЕСТАЦІОНАРНОСТІ НА ТЕПЛООБМІН ПРИ РІЗКОМУ ПЕРЕХОДІ ДО ПЛІВКОВОГО КИПІННЯ

Авраменко А.О., член-кореспондент НАН України, Тирінов А.І., д.т.н.,
Дмитренко Н.П., канд. техн. наук, Ковецька М.М., канд. техн. наук

Інститут технічної теплофізики НАН України, вул. М. Капніст 2а, Київ 03680, Україна

<https://doi.org/10.31472/ttpe.3.2022.3>

Представлені результати аналітичного дослідження процесу нестационарного конвективного теплообміну при спонтанному переході до плівкового кипіння на плоскій вертикальній поверхні, до якої підведений тепловий потік. Задача вирішувалася двома способами, а саме, методом автомодельного рішення та перетворенням Лапласа.

The results of the analytical study of the process of unsteady convective heat transfer during the spontaneous transition to film boiling on a flat vertical surface to which the heat flux is brought are presented. The problem was solved in two ways, namely, by the method self-similar solution and the Laplace transform.

Бібл. 32, рис. 3.

Ключові слова: плівкове кипіння, розподіл температури, число Нуссельта, аналітичне моделювання.

c_p – питома теплоємність пари;
 g – прискорення сили тяжіння;
 k – коефіцієнт теплопровідності;
 L_v – прихована теплота пароутворення;
 l – довжина пластини;
 Nu – Число Нуссельта;
 q – тепловий потік;
 Pr – число Прандтля;
 $\tilde{T}$ – температура;
 T, T^* – безрозмірна температура;
 $\tilde{t}$ – час;
 t, t^* – безрозмірний час;
 u – безрозмірна швидкість;
 $\tilde{u}$ – швидкість;
 $\tilde{y}$ – координата;
 y – безрозмірна координата;

Грецькі символи:

α – коефіцієнт теплопровідності;
 δ – товщина парової плівки;
 η – автомодельна змінна;
 Θ – зображення перетворення Лапласа для температури;
 ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості;
 ρ – густина;
Індекси:
 cr – критичний параметр;
 sat – умови насичення;
 w – стінка;
 ∞ – зовнішня межа конденсаційної плівки;
 0 – стаціонарний режим.

Вступ

Кипіння – це один з основних фізичних процесів, що відбувається в теплообмінному устаткуванні, призначеному для різних цілей. Проблема зняття великих теплових навантажень із нагрітої поверхні важлива для атомної енергетики, хімічної промисловості, металургії, електроніки та інших сфер, де відбувається інтенсивне виділення тепла [1, 2]. Процеси кипіння в технологічному устаткуванні виконують важливі захисні функції та можуть контролювати його ефективність. Також процес кипіння, саме вибух пари може спостерігатися у природі під час землетрусів, як у земної корі виникають тріщини, і навіть під час виверження вулканів [3].

Розмежовують дві геометрії кипіння: кипіння рідин в об'ємі нерухомої рідини (кипіння в басейні) та кипіння в потоці рідини (або примусове кипіння) [4]. Залежність поверхневого теплового потоку від надлишкової температури $\Delta \tilde{T}_{ex}$ ($\Delta \tilde{T}_{ex} = \tilde{T}_w - \tilde{T}_{sat}$) на нагрітій поверхні описується кривою кипіння [4-6]. Відповідно до цієї кривої, зі збільшенням температурного напору потік проходить через п'ять областей, починаючи від однофазної області вільної конвекції і закінчуючи областю розвинутого плівкового кипіння [4-6].

У даній статті ми розглянемо особливості теплообміну при різкому (вибуховому) кипінні у

паровій плівці. Різкий перехід до плівкового кипіння відбувається при надлишкових температурах, характерних для плівкового режиму кипіння на кривій кипіння, з однією, але істотною відмінністю: ці надлишкові температури різко накладаються на рідину, що межує з гарячою поверхнею. В наслідок рідина переходить в режим вибухового кипіння майже миттєво, протягом кількох мілісекунд (мс).

Критичні значення параметрів, при яких настає плівкове кипіння, залежить від умов протікання процесу. У роботі [7] експериментально показано, що за $q_{кр} = 1,14 \cdot 10^6$ Вт/м² надлишкова температура $\Delta \tilde{T}_{ex} = 55$ °С, а при $q_{кр} = 3,8 \cdot 10^6$ Вт/м² надлишкова температура $\Delta \tilde{T}_{ex} = 120$ °С. У першому випадку плівкове кипіння спостерігалось через 38 мс, у другому – через 4 мс.

Науковий інтерес до проблеми вибухового закипання рідин пов'язаний з розробкою різних типів нагрівачів, наприклад мікромеханічних пристроїв, робочий процес яких протікає за дуже великих теплових потоків [7–8]. Безаварійна робота обладнання з рідким теплоносієм (наприклад, ядерного реактора) [9] визначається правильним вибором режимів роботи з метою унеможливлення аварійних ситуацій, пов'язаних з критичними умовами теплообміну. Ефекти вибухового кипіння спостерігаються також у паперовій промисловості [10], криогеніці [11, 12] та лазерних технологіях [13, 14]. Режими з різким переходом до плівкового кипіння практично неможливі реалізації у загартувальних процесів у металургії [15–17].

В [18] розроблена модель, що враховує вплив тепловіддачі сферичного металевго зразка, що охолоджується, і вплив властивостей теплоносія на початок інтенсивного плівкового кипіння. Показано, що прогнозовані моделлю нестационарні перегріву поверхні добре узгоджуються з експериментальними даними про початок інтенсивного теплообміну при плівковому кипінні. Порівняння проводилися для різних теплоносіїв на поверхні сфер різних металів у широкому діапазоні недогрівів і тисків.

У [19] розроблено методику оцінки площі контакту холодної води з гарячою напівсферичною поверхнею в умовах різкої зміни режимів кипіння. Автори проаналізували вплив температури півсфери, її теплофізичних властивостей на початок вибухового кипіння. В результаті було отримано залежності швидкості розтікання рідини та часу затримки її вибухового закипання від моменту закипання від температури півсфери.

Вибухове випаровування води досліджено на мікрорівні за допомогою короткого та ультратонкого дроту в [20]. За отриманими даними можна дослідити зміни тиску всередині зростаючого шару пари і механічну енергію, що виділяється при його швидкому розширенні.

Вимірювання коефіцієнта тепловіддачі при вибуховому кипінні води в паралельних трикутних мікроканалах виконані [21]. Випробування проводились у діапазоні чисел Рейнольдса від 25 до 60, масових витрат від 95 до 340 кг/(м²с), теплових потоків від 80 до 330 кВт/м². Автори при візуальному огляді процесу запропонували розглядати його як вибухове закипання з періодичним зволоженням та висиханням каналу.

В даний час обчислювальне програмне забезпечення на основі молекулярної динаміки (МД) досить часто використовується при дослідженні двофазних течій. У [22] автори розробили вихідну структуру МД-моделі, що описує динаміку випаровування водної плівки поблизу опромінюваної лазером поверхні металу.

Моделювання молекулярної динаміки для вивчення явищ кипіння тонкої плівки рідини, адсорбованої на наноструктурованій поверхні твердого тіла з ефектом змочування твердої поверхні, виконано [23].

В [24–29] наведено рішення задач теплообміну та гідродинаміки використовуючи метод симетрії. Вплив параметрів, що враховують броунівську та термофоретичну дифузії при плівковому кипінні нанорідин розглянуто в [24]. Отримано нові аналітичні рішення для товщини парової плівки, профілів швидкостей та нормованих чисел Нуссельта. В [25] змодельовано процес термокапілярної нестійкості при випаровуванні в плівці. Гарне співставлення результатів аналітичного моделювання методом симетрії та результатів чисельного моделювання розгінної течії різної фізичної природи та за умов різної геометрії розрахункової області наведено в [26–29]

Метою даної статті є аналітичне дослідження теплообміну при вибуховому типі кипіння з урахуванням нестационарного характеру зазначеного процесу. Дослідження буде проведено на основі перетворення Лапласа та за допомогою автомодельного рішення.

Фізична постановка задачі

Розглянемо процес конвективного теплообміну між плівкою пари та вертикальною пласкою поверхнею, до якої раптово подали тепловий потік. Значення густини теплового потоку перевищує значення критичного теплового потоку. В результаті зазначеного процесу на поверхні утворюється парова плівка товщиною δ .

Вважається, що парова плівка виникає миттєво. Після утворення пар рухається вгору по стінці під дією Архімедові сили. У цьому випадку розподіли температури поведуться як нестационарні функції, що асимптотично прагнуть до своїх стаціонарних розподілів, що описуються рішеннями Бромлі [30] та Елліона [31].

В нашому випадку не враховується вплив теплового випромінювання, оскільки температура поверхні стінки приймалася не вище 300°C [4,5].

Вертикальна координата співпадає з поверхнею гарячої стінки, а початок координат розміщений на стінці. Товщина δ парової плівки значно менша за довжину гарячої поверхні [4].

Температура на межі розділу $\tilde{T}_\infty$ пара-рідина дорівнює температурі насичення $\tilde{T}_\infty = \tilde{T}_{sat}$ при заданому значенні тиску, і температура поверхні значно перевищує температури рідини $\tilde{T}_w > \tilde{T}_\infty$.

При вирішенні поставленої задачі зробимо наступні припущення: сили інерції в паровій плівці не враховуються, бо вони значно менші за сили в'язкості та плавучості. Перенесенням тепла та маси в прикордонному шарі в напрямку потоку можна знехтувати порівняно з тепло-масообміном у ортогональному напрямку. Вплив поверхневого натягу на межі розділу пара-рідина незначний.

Математична модель.

Отже система рівнянь, що включає рівняння руху та теплообміну в паровій плівці має наступний вигляд:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{t}} = \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{y}^2} + g \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} = \alpha \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \tilde{y}^2}. \quad (2)$$

Розглянемо два види граничних умов на межі пар-рідина.

У першому випадку [30] градієнт швидкості на межі розділу дорівнює нулю. Отже згідно цього припущення будуть використані наступні початкові та граничні умови

$$\tilde{t} = 0 \quad \tilde{u} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \quad (3)$$

$$\tilde{t} > 0 \quad \begin{cases} \tilde{u} = 0, & \tilde{T} = \tilde{T}_w, & \text{при} & \tilde{y} = 0 \\ \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{y}} \right)_{\tilde{y}=\delta} = 0, & \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, & \text{при} & \tilde{y} = \delta. \end{cases} \quad (4)$$

Що стосується другого типу граничних умов, то вони були запропоновані в [31] для нерухомої рідини на границі розділу пара-рідина.

$$\tilde{t} = 0 \quad \tilde{u} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, \quad (5)$$

$$\tilde{t} > 0 \quad \begin{cases} \tilde{u} = 0, & \tilde{T} = \tilde{T}_w, & \text{при} & \tilde{y} = 0 \\ \tilde{u} = 0, & \tilde{T} = \tilde{T}_\infty, & \text{при} & \tilde{y} = \delta. \end{cases} \quad (6)$$

Оскільки процес утворення парової плівки залежить від часу, то рівняння масового балансу можна записати так

$$\frac{\partial(\rho\delta)}{\partial \tilde{t}} = \frac{q_w}{L_v}, \quad (7)$$

де L_v – прихована теплота пароутворення.

Вираз (7) має розв'язок у вигляді функції Хевісайда. Тоді рішення для товщини парового шару за граничних умов (4) є

$$\delta_B = \frac{4\sqrt{2}}{5} \sqrt[4]{\frac{\alpha \rho c_p \nu \Delta \tilde{T} l}{g L_v \Delta \rho}} \quad (8)$$

і для граничних умов (6)

$$\delta_E = \frac{4\sqrt{2}}{5} \sqrt[4]{\frac{3\alpha \rho c_p \nu \Delta \tilde{T} l}{g L_v \Delta \rho}}, \quad (9)$$

де

$$\Delta \tilde{T} = \tilde{T}_w - \tilde{T}_\infty, \quad (10)$$

Зробивши припущення, що $\tilde{T}_\infty = \tilde{T}_{sat}$, то різниця температур $\Delta \tilde{T}$ буде така ж, як і надлишкова температура $\Delta \tilde{T}_{ex}$.

Метод Лапласа

Рівняння (2) є незалежним від рівняння руху (1), і його можна вирішити незалежно для обох типів умов, (3), (4) або (5), (6). Отже рівняння (2) після обезрозмірювання його параметрів має вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \text{Pr}^{-1} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (11)$$

$$\text{де } y = \frac{\tilde{y}}{\delta}, \quad t = \frac{\tilde{t} v}{\delta^2}, \quad \text{Pr} = \frac{v}{\alpha}, \quad T = \frac{\tilde{T}_w - \tilde{T}}{\Delta \tilde{T}}.$$

Вирішимо (10) за використовуючи перетворення Лапласа

$$L\{T(t, y)\} = \Theta(s, y), \quad L\left\{\frac{\partial T}{\partial t}\right\} = s\Theta - T(0, y),$$

де Θ - перетворення Лапласа функції T , визначеної як

$$\Theta(s, y) = \int_0^\infty T(t, y) \exp(-st) dt \quad (13)$$

Враховуючи умови (3) або (5), перетворення Лапласа рівняння (10) набуде виду

$$s\Theta - 1 = \text{Pr}^{-1} \frac{d^2 \Theta}{dy^2}. \quad (14)$$

Оскільки товщина шару пари поводить ся в часі як функція Хевісайда, то перетворення Лапласа за умов (4) або (6) можна виразити як

$$\begin{aligned} \Theta &= 0, & \text{при} & \quad y = 0 \\ \Theta &= 1/s, & \text{при} & \quad y = 1 \end{aligned} \quad (15)$$

Рівняння (14) можна вирішити використовуючи метод варіації констант. За граничних умов (15), рішенням цього рівняння є

$$\Theta = \frac{1}{s} \left[1 - \frac{\sinh(\sqrt{\text{Pr}} s (1-y))}{\sinh(\sqrt{\text{Pr}} s)} \right] = \frac{1}{s} \left[1 - \frac{\sinh(i\sqrt{\text{Pr}} s (1-y))}{\sin(i\sqrt{\text{Pr}} s)} \right]. \quad (16)$$

Інверсія визначена за допомогою теореми про розширення Хевісайда [7], за якою

$$T = \sum_k \text{Res}[\Theta, s_k] \exp(s_k t), \quad (17)$$

де Res – залишок, s_k – особливість функції $\Theta(s, y)$. Функція $\Theta(s, y)$ – це мероморфна функція, особливістю якої є полюси. Таким чином, функція $\Theta(s, y)$ має один полюс другого порядку і нескінченне число полюсів першого порядку.

Функцію $\Theta(s)$ можна представити як $F(s)/G(s)$, то залишок цієї особливості в полюсі першого порядку можна записати як

$$\text{Res}[\Theta(s, y), s_k] = \frac{F(s_k)}{(\partial G / \partial s)|_{s=s_k}}. \quad (18)$$

Враховуючи (16) - (18), можна отримати вираз для температури

$$T(t, y) = y + \frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \sin(\pi(y(1+k)-k))}{(1+k)} \exp\left(-\frac{(1+k)^2 \pi^2}{\text{Pr}} t\right). \quad (19)$$

Для зручності при аналізі плівкового кипіння будемо використовувати температуру в іншому безрозмірному вигляді.

$$T^* = \frac{\tilde{T} - \tilde{T}_\infty}{\Delta \tilde{T}}. \quad (20)$$

Зв'язок між температурами T і T^* такий:

$$T^* = 1 - T = 1 - y - \frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \sin(\pi(y(1+k)-k))}{(1+k)} \exp(-(1+k)^2 \pi^2 t^*), \quad (21)$$

де

$$t^* = \frac{t}{\text{Pr}} = \frac{\tilde{t} \alpha}{\delta^2}. \quad (22)$$

Для того щоб якісно оцінити фізичну модель процесу кипіння було використане програмне забезпечення ANSYS Fluent. Поставлена задача витрушувалася в двовимірній постановці.

Розглядалася двовимірна прямокутна обчислювальна область $5 \times 10^{-3} \times 3 \times 10^{-2}$ м. Однією межею була нагріта стіна з температурою $\tilde{T}_w = 300$ °С; на інших стінах встановлено атмосферний тиск з температурою $\tilde{T}_{sat} = 100$ °С. При моделюванні використано метод VOF. Особливістю цього методу є взаємна непроникність фаз. Механізм фазового переходу в моделі, задано у вигляді процесу випаровування/конденсації з заданою температурою $\tilde{T}_{sat}$. Також було враховано силу поверхневого натягу межі вода/пара.

Незалежне від дослідження сітки показало, що точність результатів залежить не тільки від кількості комірок сітки, а й від роздільної здатності сітки біля стінки. Три сітки тестували з 400×120 , 400×180 , та 600×180 комірками. Аналіз результатів показав, що різниця в числах Нуссельта при кипінні на вертикальній нагрітій стінці між 400×120 і 400×180 комірками не перевищувала 4%, а для 400×180 і 600×180 комірок різниця була меншою менше 0,1%.

Сітка з 48000 прямокутних елементів (400×120) була використана для моделювання. Оскільки вона була оптимальною з огляду на обчислювальні затрати та точність.

Моделювання і утворення плівки при нестационарному процесі відбувалося до того моменту, коли товщина плівки почала змінюватися на майже 0,1%.

Нестационарні розподіли температури в паровому прошарку були розраховані аналітично на основі (25) та отримані за при чисельному моделюванні наведені на рис. 2. Як видно співставлення результатів чисельного моделювання та аналітичного досить гарне.

Рис. 1 демонструє трансформацію температурного профілю з горизонтальної прямої лінії і згодом збігається зі стаціонарним рішенням [30] та [31]

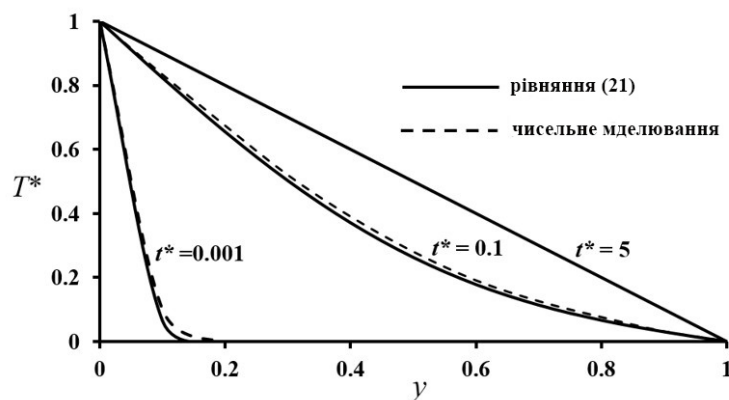


Рис. 1. Нестационарний розподіл температури отриманий на основі рівняння (21) та чисельного моделювання

$$T^* = 1 - y \quad (23)$$

при $t^* \rightarrow \infty$. Видно, що з часом кут нахилу градієнта температури на стінці зменшується зі зміною часу, що причиною погіршення інтенсивності теплообмінного процесу. В разі, коли $t^* = 0,5$, температурний профіль стає незмінним, що можна часовим параметром, який необхідний для виходу на стаціонарний режим теплопередачі.

При малих значеннях t^* видно, що зменшення кількості доданків при вирішенні (23) викликає коливання температурного розподілу. Для випадку $t^* = 0,001$, щоб уникнути коливань, потрібно двадцять доданків у розв'язку рядів (23), і для випадку $t^* = 0,0001$ цих доданків має бути не менше 60.

Метод симетрії

Рівняння (10) можна розв'язати використовуючи автомодельні змінні. Введемо одну з них у вигляді нескінченно малого генератора згідно з [32]

$$V = 2t \frac{\partial}{\partial t} + y \frac{\partial}{\partial y} = 2t^* \frac{\partial}{\partial t^*} + y \frac{\partial}{\partial y} \quad (24)$$

Введемо змінну η за допомогою виразу

$$V(\eta) = 2t \frac{\partial \eta}{\partial t} + y \frac{\partial \eta}{\partial y} = 2t^* \frac{\partial \eta}{\partial t^*} + y \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (25)$$

Рішення рівняння (25) наступне:

$$\eta = \frac{y}{\sqrt{t^*}} \quad (26)$$

Тут параметр використано, щоб не використовувати критерій Прандтля в явному вигляді.

Враховуючи (26) перетворимо (10) до автомодельної форми

$$\frac{d^2 T^*}{d\eta^2} + \frac{\eta}{2} \frac{dT^*}{d\eta} = 0. \quad (27)$$

Рівняння (31) можливо розв'язати за наступних граничних умов

$$T^* = 1, \text{ при } \eta = 0 \quad (28)$$

$$T^* = 0, \text{ при } \eta = \eta_\delta = \frac{1}{\sqrt{t^*}}. \quad (29)$$

Тоді матимемо

$$T^* = 1 - \frac{\operatorname{erf}(\eta/2)}{\operatorname{erf}(\eta_\delta/2)} = 1 - \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{y}{2}\right)}{\operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{t^*}}\right)}. \quad (30)$$

Порівняння нестационарних температурних розподілів, отриманих за виразами (21) та (30) показано на рис. 2. При малих значеннях часу температурні профілі, прогнозовані (21) та (30) практично співпадають. Далі профілі, отримані з (21) швидше прагнуть до стійких профілів, порівняно з профілями по (30). Найвідчутніша різниця спостерігається при $t^* \approx 0.2$. При подальшому збільшенню поступово зникає при $t^* \approx 2.5$.

Аналітичне моделювання показало, що використання автомодельного рішення є більш пріоритетним при малих значеннях часу. Загальним недоліком рішення

(21) є те, що воно включає досить багато складових, на відміну від автомодельного рішення, яке має просту математичну форму.

Далі візьмемо похідну від рівняння (21) відносно y при $y = 0$ і в результаті отримаємо рівняння для нормованого числа Нуссельта

$$\overline{Nu} = \frac{Nu}{Nu_0} = 1 + 2 \sum_{k=0}^{\infty} \exp\left(-(1+k)^2 \pi^2 t^*\right), \quad (31)$$

де Nu_0 є числом Нуссельта для стаціонарного режиму

$$Nu_0 = \frac{h\delta}{\alpha \rho c_p} = 1. \quad (32)$$

Як очевидно з рівняння (31), число Нуссельта має тенденцію зменшуватися від нескінченності при $t^* = 0$ до одиниці, що відповідає стаціонарному стану.

Також наведемо вираз для нормованого числа Нуссельта який отримано на основі автомодельного рішення (30). Тож візьмемо похідну (30) відносно y при $y = 0$, що в результаті дає

$$\overline{Nu} = \left(\sqrt{\pi t^*} \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{t^*}}\right) \right)^{-1}. \quad (33)$$

Аналіз даних по розподілу нормованого числа Нуссельта (рис. 3) показав, що результати чисельного моделювання краще узгоджується з даними по (31). Рівняння (31) прогнозує стрімкіше встановлення стаціонарного режиму, що є неаналогічним динаміці розвитку температурних розподілів, отриманих за методами рішення (рис. 2). Зрозуміло, що інтенсивність тепловіддачі

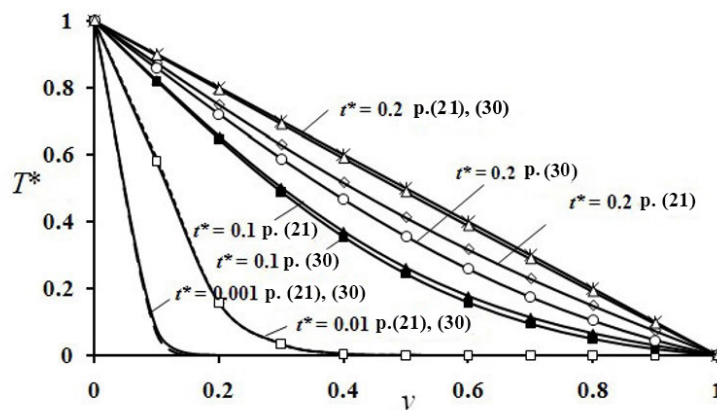


Рис. 2. Нестационарний розподіл температури, розрахований за рівняннями (21) та (30)

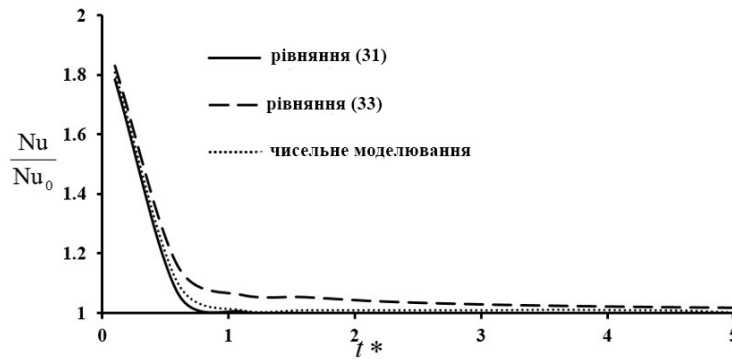


Рис. 3. Залежність нормалізованого числа Нуссельта від безрозмірного часу t^* отримана на основі рівнянь (31) та (33) і за допомогою чисельного моделювання

погіршується з плином часу. Такий ефект спричиняє поява парової плівки та трансформація температурних розподілів (рис. 2 та 3).

Висновки

Наведено методику використання двох аналітичних підходів, а саме, методу симетрії та методу Лапласа для вирішення задачі спонтанного утворення парової плівки на вертикальній стінці, до якої підведено тепловий потік. В ході математичних перетворень отримано вирази для нестационарного розподілу температури та критерію Нуссельта. Отримані вирази дають змогу проаналізувати динаміку перебігу нестационарних теплообмінних процесів. Також проведено порівняння результатів аналітичного та чисельного моделювання. Виявлено, що результати автомоделного рішення мають краще співставлення з чисельними даними в порівнянні з результатами відповідно до методу Лапласа.

Робота виконана за фінансової підтримки програми наукових досліджень НАН України «Підтримка пріоритетних для держави наукових досліджень і науково-технічних (експериментальних) розробок», 2022 – 2023 р. Проект 7/1/2 «Розроблення наукових засад процесів тепломасопереносу і горіння для вдосконалення технологій отримання відновлювальних видів палива з метою декарбонізації енергетики України»

ЛІТЕРАТУРА

1. Bergles A. E. Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries. Hemisphere Publishing Corp., Washington – New York – London. – 1981. – 707 p.
2. Liscic B., Tensi H.M. Quenching Theory and Technology. Second Edition. CRC Press Book. – 2010. – 693 p.
3. Kenneth H. Wohletz. Explosive magma-water interactions: Thermodynamics, explosion mechanisms, and field studies//Bull Volcanol. – 1986. – 48. – P. 245 - 264.
4. Çengel Y.A. Heat Transfer: A Practical Approach. 2nd Edition. McGraw-Hill Education, Higher Education. – 2002. – 921 p.
5. Bergman Th.L., Incropera F.P., DeWitt D.P., Lavine A.S. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. Seventh edition. John Wiley and Sons. – 2011. – 1039 p.
6. J. IV Lienhard, J. V Lienhard. A Heat Transfer. Fourth edition. Textbook. – 2017. – p. 757.
7. Deev V.I., Kutsenko K.V., Lavrukhin A.A., Kharitonov V.S. Influence of initial heat generation on dynamics characteristics of transient boiling of water// Int. J. Heat Mass Transfer. – 2010. – 53. – P. 1851-1855.
8. Shu-Han Hsu, Yuan-Hong Ho, Ming-Xi Ho, Jian-Chiuan Wang, Chin Pan. On the formation of vapor film during quenching in de-ionized water and elimination of film boiling during quenching in natural sea water// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – 86. – P. 65–71
9. Jouhara H. I., Axell B. P. Forced convection film boiling on spherical and plane geometries// Trans. I. Cheme. – 2002. – 80. –P. 284-289.
10. Sher I., Harari R., Reshef R., Sher E. Film boiling collapse in solid spheres immersed in a sub-cooled liquid// Applied Thermal Engineering. – 2012. – 36. P. 219-226.
11. Lin L., Pisano A. Thermal bubble powered microactuators, Microsyst// Technol. J. –1994. – 1. – P. 51–58.
12. Tsai J., Lin L. Active microfluidic mixer and gas bubble filter driven by thermal bubble micropump// Sensors Actuators. – 2002. – A97/A98. – P. 665–671.

13. Cronenberg A.W. Recent developments in the understanding of energetic molten fuel coolant interactions// Nucl. Safety. – 1980. – 21. – P.319–337.
14. Schick P.E., Grace T.M. Review of smelt–water explosions. Project No. 3473-2. Institute of Paper Chemistry. Appleton. Wisconsin. – 1982.
15. Wang W., Zhang H., Tian C., Meng X. Numerical experiments on evaporation and explosive boiling of ultra-thin liquid argon film on aluminum nanostructure substrate// Nanoscale Research Letters. – 2015. – 10:158.
16. Zhang S., Hao F., Chen H., Yuan W., Tang Y., Chen X. Molecular dynamics simulation on explosive boiling of liquid argon film on copper nanochannels// Applied Thermal Engineering. – 2017. – 113(25). – P. 208-214.
17. Andreev S.N., Orlov S.V., Samokhin A.A. Simulation of pulsed-laser-induced explosive boiling// Physics of Wave Phenomena. – 2007. – 15. – P. 67–80.
18. Takamizawa A., Kajimoto S., Hopley J., Hatanaka K., Ohta K., Fukumura H. Explosive boiling of water after pulsed IR laser heating// Phys.Chem.Chem. Phys. – 2003. – 5. – P. 888-895.
19. Yagov V.V., Zabiroy A.R., Kanin P.K. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids// Int. J. Heat Mass Transfer. – 2018. – 126A. – P. 823-830.
20. Avksentyuk B.P., Ovchinnikov V.V. Dynamics of explosive boiling and third heat transfer crisis at subcooling on a vertical surface// Thermophysics and Aeromechanics. – 2017. – 24(4). – P. 537 – 543.
21. Avksentyuk P. Dynamics of explosive boiling// Inter. J. Fluid Mech. Res. – 2000. – 27(5- 6). – P. 587-611.
22. Brennen C.E. Cavitation and Bubble Dynamics. Oxford University Press. – 1995. – 282 p.
23. Zhilin V.G., Zeigarnik Yu.A., Ivochkin Yu.P., Oksman A.A., Belov K.I. An experimental investigation of the characteristics of explosive boiling of subcooled water on a hot surface under conditions of change of boiling modes// Heat and Mass Transfer and Physical Gasdynamics. – 2009. – 47(6). – P. 856 – 863.
24. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Abdallah S., Blinov D.G., Harmand S., Tyrinov A.I. Symmetry analysis for film boiling of nanofluids on a vertical plate using a nonlinear approach// Journal of Molecular Liquids. – 2016. – 223. P.156-164.
25. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Harmand S., Tyrinov A.I. Thermocapillary instability in an evaporating two-dimensional thin layer film// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – 91. – P. 77-88
26. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. Start-up slip flow in a microchannel with a rectangular cross section// Theoretical and Computational Fluid Dynamics. – 2015. – 29(5). – P.351-371.
27. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. An analytical and numerical study on the start-up flow of slightly rarefied gases in a parallel-plate channel and a pipe// Physics of Fluids. – 2015. – 27(4): 042001
28. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. Flow in a curved porous channel with a rectangular cross section// Journal of Porous Media. – 2008. – 11(3) – P. 241 – 246.
29. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. The onset of biothermal convection in a suspension of gyrotactic microorganisms in a fluid layer with an inclined temperature gradient// International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. – 2010 – 20(1) – P. 111 – 129.
30. Bromley L.A. Heat transfer in stable film boiling// Chemical Engineering Progress. 1950. – 46 P. 211–227.
31. Ellison M.E. A study of the mechanism of boiling heat transfer// Jet Prop. Lab. Memo, CIT. – 1954. – 20. – P. 1-88.
32. Olver P.J. Applications of Lie Groups to Differential Equations. NY Springer Second edition. – 2000. – 513 p.

INFLUENCE OF UNSTEADY CONDITIONS ON HEAT EXCHANGE DURING A SHARPY TRANSITION TO FILM BOILING

Avramenko A.A., Tyriniv A.I., Dmitrenko N.P., Kovetska M.M.

Institute of Engineering Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine, st. M. Kapnist, 2a, Kyiv, 03680 Ukraine

<https://doi.org/10.31472/ttpe.3.2022.3>

Boiling is one of the main physical processes, which that take place in heat exchange equipment designed for various purposes. The problem of removing large thermal loads from the heated surface is important for nuclear energy, chemical industry, metallurgy, electronics and other areas where intense heat is released. Boiling processes in process equipment perform important protective functions and can control its effectiveness.

According to the boiling curve, with increasing temperature power, the flow passes through five regions, starting from the single-phase region of free convection and ending with the region of developed film boiling.

The purpose of this article is an analytical study of heat transfer at spontaneous transition to the film boiling (explosive type of boiling), taking into account the unsteady nature of this process.

In order to achieve the aim of this research, two analytical approaches were used, namely, the symmetry method and the Laplace method. As a result of mathematical transformations, expressions for the nonstationary temperature distribution and the Nusselt number are obtained. The obtained expressions make it possible to analyze the dynamics of non-stationary heat exchange processes. The results of analytical and numerical modeling were also compared. It was found that the results of the self-similar solution have a better comparison with numerical data compared to the results according to the Laplace method.

References 32, figures 3.

Key words: film boiling, temperature distribution, Nusselt number, analytical solution.

1. *Bergles A. E.* Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries. Hemisphere Publishing Corp., Washington – New York – London. – 1981. – 707 p.

2. *Liscic B., Tensi H.M.* Quenching Theory and Technology. Second Edition. CRC Press Book. – 2010. – 693 p.

3. *Kenneth H. Wohletz.* Explosive magma-water interactions: Thermodynamics, explosion mechanisms, and field studies//Bull Volcanol. – 1986. – 48. – P. 245 - 264.

4. *Çengel Y.A.* Heat Transfer: A Practical Approach. 2nd Edition. McGraw-Hill Education, Higher Education. – 2002. – 921 p.

5. *Bergman Th.L., Incropera F.P., DeWitt D.P., Lavine A.S.* Fundamentals of Heat and Mass Transfer. Seventh edition. John Wiley and Sons. – 2011. – 1039 p.

6. *J. IV Lienhard, J. V Lienhard.* A Heat Transfer. Fourth edition. Textbook. – 2017. – p. 757.

7. *Deev V.I., Kutsenko K.V., Lavrukhin A.A., Kharitonov V.S.* Influence of initial heat generation on dynamics characteristics of transient boiling of water// Int. J. Heat Mass Transfer. – 2010. – 53. – P. 1851-1855.

8. *Shu-Han Hsu, Yuan-Hong Ho, Ming-Xi Ho, Jian-Chuan Wang, Chin Pan.* On the formation of vapor film during quenching in de-ionized water and elimination of film boiling during quenching in natural sea water// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – 86. – P. 65–71

9. *Jouhara H. I., Axell B. P.* Forced convection film boiling on spherical and plane geometries// Trans. I. Cheme. – 2002. – 80. –P. 284-289.

10. *Sher I., Harari R., Reshef R., Sher E.* Film boiling collapse in solid spheres immersed in a sub-cooled liquid// Applied Thermal Engineering. – 2012. – 36. P. 219-226.

11. *Lin L., Pisano A.* Thermal bubble powered microactuators, Microsyst// Technol. J. –1994. – 1. – P. 51–58.

12. *Tsai J., Lin L.* Active microfluidic mixer and gas bubble filter driven by thermal bubble micropump// Sensors Actuators. – 2002. – A97/A98. – P. 665–671.

13. *Cronenberg A.W.* Recent developments in the understanding of energetic molten fuel coolant interactions// Nucl. Safety. – 1980. – 21. – P.319–337.

14. *Schick P.E., Grace T.M.* Review of smelt–water explosions. Project No. 3473-2. Institute of Paper Chemistry. Appleton. Wisconsin. – 1982.

15. *Wang W., Zhang H., Tian C., Meng X.* Numerical experiments on evaporation and explosive boiling of ultra-thin liquid argon film on aluminum nanostructure substrate// Nanoscale Research Letters. – 2015. – 10:158.

16. *Zhang S., Hao F., Chen H., Yuan W., Tang Y., Chen X.* Molecular dynamics simulation on explosive boiling of liquid argon film on copper nanochannels// Applied Thermal Engineering. – 2017. – 113(25). – P. 208-214.

17. *Andreev S.N., Orlov S.V., Samokhin A.A.* Simulation of pulsed-laser-induced explosive boiling// Physics of Wave Phenomena. – 2007. –15. – P. 67–80.

18. Takamizawa A., Kajimoto S., Hobley J., Hatanaka K., Ohta K., Fukumura H. Explosive boiling of water after pulsed IR laser heating// *Phys.Chem.Chem. Phys.* – 2003. – 5. – P. 888-895.
19. Yagov V.V., Zabiroy A.R., Kanin P.K. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids// *Int. J. Heat Mass Transfer.* –2018. – 126A. – P. 823-830.
20. Avksentyuk B.P., Ovchinnikov V.V. Dynamics of explosive boiling and third heat transfer crisis at subcooling on a vertical surface// *Thermophysics and Aeromechanics.* – 2017. – 24(4). – P. 537 – 543.
21. Avksentyuk P. Dynamics of explosive boiling// *Inter. J. Fluid Mech. Res.* – 2000. – 27(5- 6). – P. 587-611.
22. Brennen C.E. *Cavitation and Bubble Dynamics.* Oxford University Press. – 1995. – 282 p.
23. Zhilin V.G., Zeigarnik Yu.A., Ivochkin Yu.P., Oksman A.A., Belov K.I. An experimental investigation of the characteristics of explosive boiling of subcooled water on a hot surface under conditions of change of boiling modes// *Heat and Mass Transfer and Physical Gasdynamics.* – 2009. – 47(6). – P. 856 – 863.
24. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Abdallah S., Blinov D.G., Harmand S., Tyrinov A.I. Symmetry analysis for film boiling of nanofluids on a vertical plate using a nonlinear approach// *Journal of Molecular Liquids.* – 2016. – 223. P.156-164.
25. Avramenko A.A., Shevchuk I.V., Harmand S., Tyrinov A.I. Thermocapillary instability in an evaporating two-dimensional thin layer film// *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 2015. – 91. – P. 77-88
26. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. Start-up slip flow in a microchannel with a rectangular cross section// *Theoretical and Computational Fluid Dynamics.* – 2015. – 29(5). – P.351-371.
27. Avramenko A.A., Tyrinov A.I., Shevchuk I.V. An analytical and numerical study on the start-up flow of slightly rarefied gases in a parallel-plate channel and a pipe// *Physics of Fluids.* – 2015. – 27(4): 042001
28. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. Flow in a curved porous channel with a rectangular cross section// *Journal of Porous Media.* – 2008. – 11(3) – P. 241 – 246.
29. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. The onset of biothermal convection in a suspension of gyrotactic microorganisms in a fluid layer with an inclined temperature gradient// *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow.* – 2010 – 20(1) – P. 111 – 129.
30. Bromley L.A. Heat transfer in stable film boiling// *Chemical Engineering Progress.* 1950. – 46 P. 211–227.
31. Ellion M.E. A study of the mechanism of boiling heat transfer// *Jet Prop. Lab. Memo, CIT.* – 1954. – 20. – P. 1-88.
32. Olver P.J. *Applications of Lie Groups to Differential Equations.* NY Springer Second edition. – 2000. – 513 p.

Отримано 02.02.2022
Received 02.02.2022