

ІНФОРМАЦІЙНА ТЕХНОЛОГІЯ ОЦІНЮВАННЯ ТЕПЛОМАСООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ У МІКРОКАНАЛАХ

Зацеркляний Г.А., аспірант кафедри ПІ ХНУРЕ.

Науковий керівник: д.т.н., проф. Єрохін А.Л.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Вступ. Розвиток нових застосувань, для яких головною вимогою є можливість охолодження різних рідких і газоподібних речовин в обмеженому просторі, змушує багатьох дослідників сфокусуватися на вивченні і прогнозуванні тепломасообмінних процесів у міні- і мікроканалах. До таких застосувань, зокрема, відносяться мікромасштабні охолоджувальні пристрої: мікроканальні теплоприймачі, що забезпечують високі значення коефіцієнта теплопередачі при течії рідин у відносно невеликих об'ємах із метою тепловідведення і підтримки сталої температури в мікроелектромеханічних системах, інтегрованих електричних ланцюгах, лазерно-діодних масивах, високоенергетичних відображувачах та інших – мікропристроях.

Аналіз досліджень і публікацій. Перші теоретичні дослідження течії газу в мікроканалах були проведені ще в 50-х роках минулого століття при розробці теорії дифузії газів в пористих середовищах [1] і теорії газового змащування [2]. При моделюванні потоків в'язкого газу в прямих мікроканалах, як правило, використовуються допущення, що знаходяться в основі досліджень одновимірних потоків в'язкої нестисливої рідини. Це призводить до висновку про незалежність швидкості потоку від поздовжньої координати, що призводить до протиріччя відомого факту зростання швидкості газового потоку в напрямку виходу з каналу. Фактично використовуються формули для пуазейлевської течії в круглих трубах і плоских каналах.

Аналогічний метод оцінювання одновимірних потоків газу використаний у роботі [3] для дослідження течії в'язкого газу в мікроканалах довільної форми перетину. В роботі [4] на основі чисельного розв'язування кінетичного рівняння для двоатомного газу (азоту) вивчаються двовимірні нестационарні течії в плоскому мікроканалі, що виникають із-за розривних початкових розподілів макропараметрів. Виникаючі течії є модельними для течії газу в

ударній трубі і в мікроканалах. В роботі [5] розглянуті ізотермічні і неізотермічні течії в мікроканалах різної конфігурації. Дослідження проводилося за допомогою програмного комплексу σ Flow. У роботі [6] досить докладно обговорюються актуальні дослідження, присвячені моделювання однофазних потоків рідини і теплоти у мікроструктурах на прикладі мікроканальних і мікропористих тепловідводів.

Цілі дослідження, постановка задачі. Розробити ефективний механізм оцінювання взаємопов'язаного і взаємообумовленого тепломасообмінного процесу в механічній структурі з мікроканалами.

Матеріали досліджень. Згідно з класифікацією Кандлікара [7], на даний момент пропонується встановити такі діапазони гідравлічних діаметрів (D_2):

- звичайні канали: $D_2 > 3$ мм,
- мініканали: $3 \text{ мм} \geq D_2 > 200$ мкм,
- мікроканали: $200 \text{ мкм} \geq D_2 > 10$ мкм
- перехідні мікроканали: $10 \text{ мкм} \geq D_2 > 1$ мкм,
- перехідні наноканали: $1 \text{ мкм} \geq D_2 > 0.1$ мкм,
- молекулярні наноканали: $D_2 \leq 0.1$ мкм.

Варто зазначити, що дана класифікація не дає відповідь на питання про можливість використання класичних розрахункових співвідношень для теплообміну і гідродинаміки.

На основі аналізу, виконаного в роботі [8], можна вважати, що в області високих тисків, режими течії в мініканалах стають ідентичними тим, які спостерігаються у звичайних каналах. У цьому випадку для розрахунку тепловіддачі і теплового потоку можна використовувати співвідношення для звичайних каналів.

В роботі [9] проводилися дослідження течії води в каналах із гідравлічним діаметром від 50 до 254 мкм. Для трубок із діаметром менше 100 мкм експерименти показали значне розходження з традиційною теорією, а канали з великим діаметром показали хороше співвідношення з класичною теорією. Крім того автори даної роботи виявили ранній перехід від ламінарного до турбулентного режиму течії.

При побудові моделі оцінюванні теплопровідності через стінки мікроканалу, які взагалі можуть бути багат шаровими, вважаємо, що теплотехнічні характеристики матеріалів шарів не залежать від вологості і температури матеріалу; температурне поле конструкції є

тривимірним і нестационарним; теплопередача через конструкцію відбувається за рахунок теплопровідності; на межах між шарами здійснюється ідеальний тепловий контакт (граничні умови 4-го роду), тобто умова рівності температур T і щільності теплового потоку q на поверхнях дотичних шарів: $T_i=T_j$, $q_i=q_j$; всередині конструкції може виділятися чи поглинатися тепло.

При цих умовах теплопровідність конструкції при нестационарному режимі описується диференціальним рівнянням у частинних похідних [10]:

$$c_p \frac{\partial}{\partial t} T(x, y, z, t) = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_x \left(\frac{\partial}{\partial x} T(x, y, z, t) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \lambda_y \left(\frac{\partial}{\partial y} T(x, y, z, t) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \lambda_z \left(\frac{\partial}{\partial z} T(x, y, z, t) \right) + \sum_{p=1}^P q_p. \quad (1)$$

Граничні умови можна подати у такому вигляді: температура на поверхні:

$$T=T(S, t) \quad (2)$$

і конвективний теплообмін на поверхні:

$$\lambda_x \left(\frac{\partial}{\partial x} T(x, y, z, t) \right) l_x + \lambda_y \left(\frac{\partial}{\partial y} T(x, y, z, t) \right) l_y + \lambda_z \left(\frac{\partial}{\partial z} T(x, y, z, t) \right) l_z + \alpha(T(x, y, z, t) - T_c) = 0, \quad (3)$$

де λ_x , λ_y , λ_z – коефіцієнти теплопровідності відповідно в напрямку осей координат; α – коефіцієнт теплообміну; T_c – температура оточуючого середовища; $T(x, y, z, t)$ – температура на поверхні; q_i – інтенсивність i -того джерела тепла; c , ρ – відповідно питома теплоємність і щільність матеріалів шарів; l_x , l_y , l_z – направляючі косинуси вектора нормалі до поверхні.

Окремим випадком розглядуваної моделі (1) є одновимірна нестационарна модель у напрямку від внутрішньої до зовнішньої поверхонь:

$$c_p \frac{\partial}{\partial t} T(z, t) = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_z \left(\frac{\partial}{\partial z} T(z, t) \right) + \sum_{p=1}^P q_p.$$

Вважаємо, що в самому мікроканалі спостерігається малошвидкісний турбулентний рух рідини чи газу, який

відбувається при наявності внутрішніх джерел і стоків маси, імпульсу та енергії. При цьому система визначаючих рівнянь охоплює рівняння балансу маси, кількості руху і енергії [11], доповнених рівнянням стану і записаних в інтегральній формі:

$$\begin{aligned}
& \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_S \rho \bar{U} d\bar{S} = \sum_{i=1}^{I_1} m_i dV + \sum_{i=1}^{I_2} \oint_S \bar{m}_i d\bar{S}, \\
& \int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})_x}{\partial t} dV + \oint_S \rho U_x \bar{U} d\bar{S} = \oint_S \frac{P^*}{\rho} dS_x + \int_V g(\rho - \rho_h) dV + \sum_{j=1}^3 \oint_S \sigma_{xj} dS_j + \sum_{j=1}^{J_1} \int_V i_{xj} dV + \sum_{j=1}^{J_2} \oint_S i_{xj} dS, \\
& \int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})_y}{\partial t} dV + \oint_S \rho U_y \bar{U} d\bar{S} = \oint_S \frac{P^*}{\rho} dS_y + \int_V g(\rho - \rho_h) dV + \sum_{j=1}^3 \oint_S \sigma_{yj} dS_j + \sum_{j=1}^{J_1} \int_V i_{yj} dV + \sum_{j=1}^{J_2} \oint_S i_{yj} dS, \\
& \int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})_z}{\partial t} dV + \oint_S \rho U_z \bar{U} d\bar{S} = \oint_S \frac{P^*}{\rho} dS_z + \int_V g(\rho - \rho_h) dV + \sum_{j=1}^3 \oint_S \sigma_{zj} dS_j + \sum_{j=1}^{J_1} \int_V i_{zj} dV + \sum_{j=1}^{J_2} \oint_S i_{zj} dS, \\
& \int_V c_p \frac{\partial (\rho T)}{\partial t} dV + \oint_S c_p \rho \bar{U} T d\bar{S} = \int_V \frac{\partial P_a}{\partial t} dV - \oint_S c_p \rho T d\bar{S} + \sum_{k=1}^{K_1} \int_V q_k dV + \sum_{k=1}^{K_2} \oint_S \bar{q}_k d\bar{S}, \\
& P = \rho RT.
\end{aligned} \tag{4}$$

Тут ρ , P , \bar{U} і T – щільність, тиск, вектор швидкості і температура суміші, P^* – модифікований тиск (P_h – гідростатичний тиск, ρ_h – середньо об'ємна щільність), P_a – середній тиск по об'єму, c_p – питома теплоємність, R – універсальна газова стала.

Моделювання турбулентності виконується на основі SST-моделі Ментера [12]. Модель Ментера (SST-модель) за сукупністю своїх якостей є однією з кращих, якщо не найкращою, серед існуючих RANS-моделей турбулентності (в рамках усереднених за Рейнольдсом рівнянь). SST-модель є комбінацією відомих k- ϵ і k- ω моделей, що забезпечує поєднання кращих якостей цих моделей. Так, k- ϵ модель добре зарекомендувала себе при розрахунку вільних і струменевих зсувних течій, а k- ω модель забезпечує істотно більш точний опис пристінкових прикордонних шарів. З урахуванням цих обставин, Ментером запропоновано об'єднати ці моделі з використанням спеціально сконструйованої для цього емпіричної функції F_1 , яка забезпечує близькість сумарної моделі до моделі k- ϵ далеко від твердих стінок і до моделі k- ω в пристінковій частині потоку. Математична форма цієї "гібридної" моделі, записаної в термінах k (кінетична енергія турбулентності) і ω (питома швидкість її дисипації) і в інтегральній формі, виглядає таким чином:

$$\begin{aligned}
& \int_V \frac{\partial \rho k}{\partial t} dV + \oint_S \left[\overline{Un(\rho k)} - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial n} \right] dS = \int_V \rho (P_k - \beta^* k \omega) dV, \\
& \int_V \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} dV + \oint_S \left[\overline{Un(\rho \omega)} - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial n} \right] dS = \int_V \rho \left(P_k - \beta^* \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) dV, \\
& \mu_t = \frac{\rho k}{\omega}, \quad \tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - 2\bar{I} \frac{\mu_t \nabla U + \rho k}{3}, \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad P_\omega = \frac{\gamma}{\mu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (5)
\end{aligned}$$

Окремим випадком розглянутої є квазістаціонарна модель. Згідно цій моделі параметри пароповітряної суміші змінюються з часом, але не змінюється в просторі, тобто в цьому випадку відсутній рух у мікроканалі, змінюється щільність і температура за рахунок підведення (відведення) маси і енергії. В цьому випадку математична модель виглядає так:

$$\begin{aligned}
& \int_V \frac{d\rho}{dt} dV = \sum_{i=1}^{I_1} m_i dV + \sum_{i=1}^{I_2} \oint_S \bar{m}_i d\bar{S}, \\
& \int_V c_p \frac{d(\rho T)}{dt} dV = \int_V \frac{dP_a}{dt} dV + \sum_{k=1}^{K_1} \int_V q_k dV + \sum_{k=1}^{K_2} \oint_S \bar{q}_k d\bar{S}, \quad (6) \\
& \int_V \frac{d\rho y_v}{dt} dV = \sum_{i=1}^{I_1} \int_V m_i y_v dV + \sum_{i=1}^{I_2} \oint_S \bar{m}_i y_v d\bar{S}.
\end{aligned}$$

Тепловий потік, що надходить в результаті променевого випромінювання, визначається з рівняння:

$$Q_s = C_{1-2} F \tau \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi, \quad (7)$$

де C_{1-2} – коефіцієнт взаємного випромінювання; F – площа поверхні випромінювання; T_1, T_2 – абсолютні температури поверхонь більш нагрітого і менш нагрітого тіл; φ – середній кутовий коефіцієнт, який визначається формою і розмірами поверхонь, що беруть участь у теплообміні, їх взаємним розташуванням у просторі і відстанню між ними.

Існує чимало систем різного характеру, в яких спостерігаються складні взаємопов'язані і взаємообумовлені різні за своєю природою тепломасообмінні процеси. Стикування цих процесів, тобто задання крайових умов, є не простою задачею.

Розв'язати цю проблему в даній роботі пропонується побудовою моделі тепломасової взаємодії, під якою розуміється сукупність крайових умов, заданих у найпростішому вигляді, і

нестационарних джерел і стоків маси, імпульсу та енергії, що примикають до певної границі чи розпорошені у досліджуваному просторі. Такий підхід дозволяє задавати крайові умови у найпростішому вигляді, а реальні взаємодії реальних процесів подавати джерелами і стоками відповідної субстанції.

Визначення інтенсивності джерел і стоків маси, імпульсу та енергії ґрунтується на фізичній суті тепломасообмінних процесів.

Для оцінювання теплопровідності через багат шарову тверду стінку при наявності тонких шарів використовуємо модифікований метод скінчених елементів [13]. Модифікація стосується введення в розгляд двох видів скінчених елементів: однорідних і неоднорідних. Однорідні елементи мають правильну геометричну форму (прямокутний паралелепіпед) із направляючими, паралельними осям координат, і однорідний склад, що в даному випадку означає сталість коефіцієнта теплопровідності в елементі. Особливий випадок складають неоднорідні елементи. Це елементи, що містять тонкі шари, на межах яких коефіцієнт теплопровідності суттєво змінюється.

Функції форми для однорідних елементів шукаємо у вигляді трилінійних функцій, які подаються так:

$$N=(a_1x+b_1)(a_2y+b_2)(a_3z+b_3).$$

Параметри a_1 , b_1 , a_2 , b_2 , a_3 , b_3 знаходяться з умови, що в розглядуваному вузлі функція форми дорівнює одиниці, а в інших вузлах – нулю.

Передбачається, що коефіцієнт теплопровідності в неоднорідних елементах є кусково-сталим і шукана функція форми змінюється тільки в напрямку, перпендикулярному тонкому шару. Тоді, виходячи з ідеології методу скінчених елементів і на основі розв'язку одновимірної стаціонарної теплопровідності [14], маємо значення функції форми на межі шарів (множник у трилінійній функції по координаті, перпендикулярній тонкому шару):

$$N_1=1; N_j=N_{j-1}-\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \frac{\delta_{j-1}}{\lambda_{j-1}}; j=2\dots n-1; N_n=0.$$

Між цими значеннями функція форми змінюється лінійно.

За метод числового оцінювання конвективного тепломасообміну використовуємо метод скінчених об'ємів.

Апроксимація інтегралу по кожній грані ґрунтується на припущенні сталості підінтегральної функції на всій поверхні розглядуваної грані, а середнє по об'єму значення підінтегральної функції дорівнює її значенню у центрі скінченного об'єму. Для апроксимації похідної за часом використовується скінчена різниця «вперед». В результаті дістається явна різницева схема, яка є стійкою при умові:

$$\begin{cases} dt < \frac{(dx)^2}{2a} \\ dx < \frac{2a}{U_x} \end{cases}$$

Задача конвективного теплообміну в рамках квазістаціонарної моделі розв'язується методом Рунге-Кутта.

Вказані моделі і методи для оцінювання тепломасообміну в мікроканалах оформлені у вигляді інформаційної технології, яка складається з трьох основних частин: препроцесора, вирішувача і постпроцесора [15]. Кожна з цих частин є незалежною і може бути використаною як окрема програма. Зв'язок між програмами здійснюється за допомогою стандартизованих потоків даних (файлів). Препроцесор, вирішувач і постпроцесор, а також модулі, що подають предметну область, написані мовою C# для операційної системи Windows. Препроцесор призначений для достовірного візуального введення і редагування інформації як геометричного і теплофізичного характеру, так і визначаючої тепловий процес. Оболонка препроцесора побудована у вигляді ієрархічної структури за принципом дерева каталогів. Вирішувач за початковими даними, одержаними із препроцесора з використанням модулів, що складають інформаційну базу інструментального засобу, формує програму у вигляді послідовності класів і їх об'єктів для оцінювання тепломасообмінного процесу в кожному конкретному випадку та виконує відповідні обчислення. У розробленому постпроцесорі передбачена можливість візуалізації полів швидкості, температури, тиску.

Вказана інформаційна технологія використовується, слідуючи роботі [5] для оцінювання руху рідини в мікродифузорі, схема якого наведена на рис. 1, а теплофізичні властивості середовища подаються в табл. 1.

Ширина вузької частини каналу – $D_2=150$ мкм, ширина широкої частини – $D_1=750$ мкм, товщина каналу – 100 мкм. Рідина рухається з вузької у широку частину каналу.

Рух рідини розглядаємо в наближенні тривимірного нестационадного турбулентного ізотермічного процесу. На твердих стінках задаються умови прилипання. На вході в канал задається фіксована витрата рідини. Згідно методології роботи [15], вважаємо, що поверхня входу в канал є непрониклою, тобто на ній задається умова прилипання і на ній же діє джерело імпульсу, інтенсивність якого визначається з умови відомої витрати рідини.

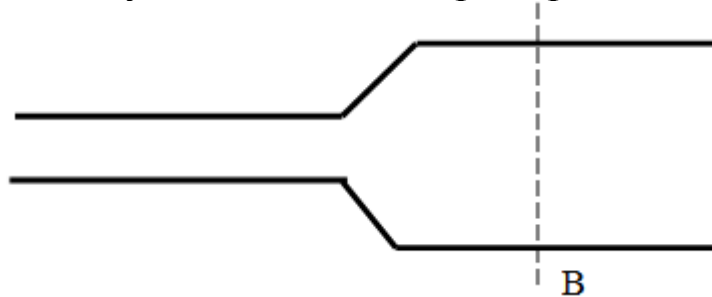


Рисунок 1 – Схема досліджуваного мікродифузора

Таблиця 1. Теплофізичні властивості середовища

Молекулярна в'язкість, μ	0,001 Па·сек
Коефіцієнт теплопровідності, λ	1,4 Вт/(м·К)
Теплоємність, C_p	4200 Дж/(кг·К)
Щільність, ρ	1000 кг/м ³
Масові витрати, G	0,7854 мг/с
Число Прандтля, Pr	3
Середньомасова швидкість, v	0,1 м/с

Витрати рідини за одиницю часу дорівнюють:

$$G = \rho u_z F.$$

де ρ – щільність (в нашому випадку задана), u_z – осьова компонента швидкості, F – площа каналу:

$$F = \pi D^2 / 4.$$

За відомими витратами рідини визначається u_z .

Тоді інтенсивність джерела маси дорівнює G/F , а інтенсивність джерела імпульсу – ρu_z . Інтенсивність джерела енергії дорівнює: $\rho(c_v T + u_z^2 / 2)$.

В роботі [5] розглядається стаціонарний рух рідини. Стаціонарність у рамках даного дослідження досягається шляхом установлення, тобто розв'язуванням нестационарної задачі при

одних і тих же крайових умовах до досягнення стаціонарності (точність 3%).

На рис. 2 приводиться кількісне зіставлення розрахунку з даними MicroPIV-вимірювань із роботи [16]. Зіставлення проведено за профілем осьової компоненти швидкості в перерізі В (рис. 1). Безрозмірне значення осьової компоненти швидкості одержується діленням відповідної компоненти на величину максимальної в цьому перерізі швидкості.

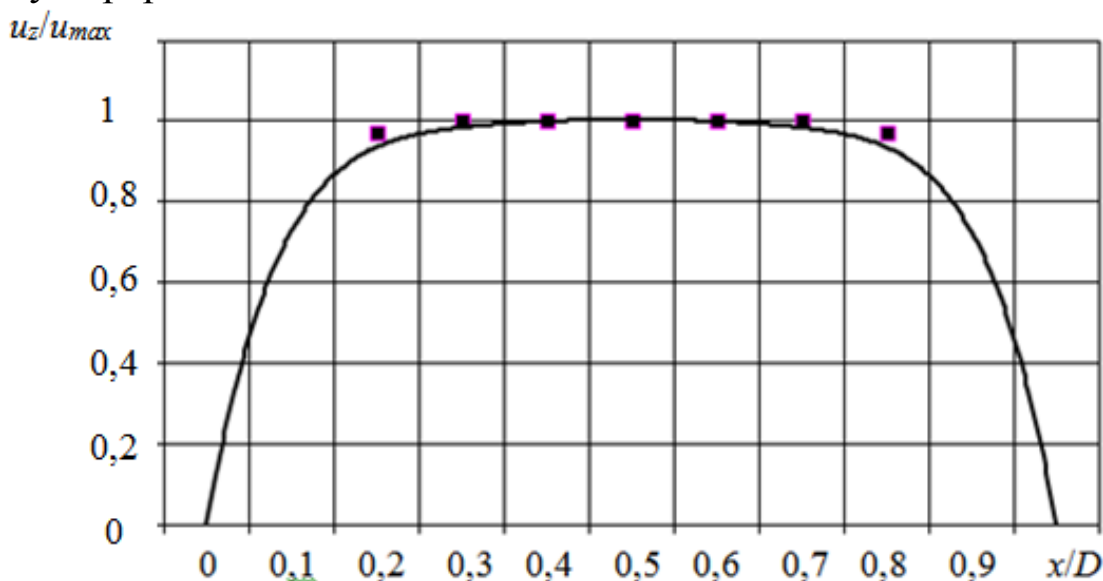


Рисунок 2 – Зіставлення розрахунку з даними MicroPIV-вимірювань. Суцільна лінія – розрахунок, точки – експеримент.

Висновок. Таким чином, у ході виконання даної роботи запропонована інформаційна технологія оцінювання тепломасообмінних процесів у мікроканалах. Результати обчислювального експерименту досить добре узгоджуються з результатами натурних досліджень.

Список літератури:

1. Тимофеев Д.П., Кинетика адсорбции. – М.: Из-во АН СССР, 1962. – 252 с.
2. Снопов А.И., Теоретические основы работы газостатических опор. – Ростов н/Д, ЮФУ, 2009. – 176 с.
3. Снопов А.И., О течении вязкого газа в прямом микроканале // Фундаментальные исследования. – 2013. – № 10 (часть 1) – С. 50-54.
4. Ларина И. Н., Рыков В. А., Численное исследование нестационарных течений двухатомного разреженного газа в

плоском микроканале // Журнал вычислительной математики и математической физики, 2014, том 54, № 8, с.

5. Лобасов А.С., Минаков А.В., Компьютерное моделирование тепломассообменных процессов в микроканалах с использованием CFD-пакета σFlow // Компьютерные исследования и моделирование 2012 Т. 4 № 4 С. 781–792.

6. Косой Б.В., Проблемы моделирования процессов теплообмена в микроструктурах // Наукові праці ОНАХТ Випуск 47, том 1, 2015.

7. Kandlikar S.G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels // Exp. Thermal and Fluid Science. 26 (2002), pp. 389-407.

8. Ягов В. В., Мінко М. В. Теплообмін в двофазному потоці при високих наведених тисках // Теплоенергетика 2011, № 4, С. 13-23.

9. Gh. Mohiuddin Mala, Dongqing Li, Flow Characteristics in Microtubes // Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, pp.142-148, 1999.

10. О. А. Oleinik, «Some asymptotic problems of the theory of partial differential equations». — Cambridge: Cambridge University Press, 1995. – 260 p.

11. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Том 1 [Текст] / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1994. – 528 с.

12. Гарбарук А.В. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учебное пособие [Текст] / / А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур – СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. – 88 с.

13. Yerokhin A. L., Zatserklyanyi N. A. Heat and mass exchange analysis indoors. Міжвідомчий збірник наукових праць Фізико-механічного інституту ім. Г.В. Карпенка Національної академії наук України «Відбір і обробка інформації». 44 (120) 2016. С. 51-55.

14. Мазо А.Б. Основы теории и методы расчета теплопередачи: учебное пособие / А.Б. Мазо – Казань: Казан. ун-т, 2013. - 144 с.

15. Єрохін А. Л., Зацеркляний Г. А. Розробка об'єктно-орієнтованої моделі для аналізу тепловтрат у будівлі не виробничого призначення. Технологический аудит и резервы производства — № 5/1(31). 2016. С. 26-33.

16. Ferziger J.H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics – Berlin, Germany, 2002.