

УДК 532.536

ТЕПЛООБМІН ПРИ ТЕЧІЇ РЕАЛЬНОГО ГАЗУ У ПРИКОРДОННОМУ ШАРІ ЗА УДАРНОЮ ХВИЛЕЮ

Авраменко А.О., член-кореспондент НАН України, Ковецька М. М., канд. техн. наук,
Ковецька Ю.Ю., докт. філософ., Скіцько О.І., канд. техн. наук

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

<https://doi.org/10.31472/tpe.4.2023.2>

Розглянуто плин реального газу в прикордонному шарі за ударною хвилею з урахуванням ефекту прослизання на стінці. Показано вплив термодинамічних властивостей газу та ефекту прослизання на зміну коефіцієнта тепловіддачі.

The flow of a real gas in the boundary layer behind the shock wave is considered, taking into account the slip effect on the wall. The influence of the thermodynamic properties of the gas and the slip effect on the change in the heat transfer coefficient is shown.

Бібл. 18, рис. 3.

Ключові слова: теплообмін, реальний газ, пограничний шар, ударна хвиля, ефект проковзування.

c_p – питома теплоємність;

L – довжина вільного пробігу молекули;

k – теплопровідність;

T – температура;

p – тиск;

u – складова швидкості в напрямку x ;

v – складова швидкості в напрямку y ;

x, y – Декартові координати;

μ – динамічна в'язкість;

ρ – густина;

τ – напруга тертя;

K_n – число Кнудсена;

Re – число Рейнольдса.

Індекси:

0 – значення параметру перед хвилею;

∞ – значення параметру поза пограничним шаром;

w – значення параметру на стінці.

Розуміння фізичних процесів, що відбуваються в прикордонному шарі за ударною хвилею, має велике значення для багатьох виробництв, зокрема, в аерокосмічній галузі [1,2]. Взаємодія ударної хвилі з прикордонним шаром є важливою особливістю високошвидкісної газової динаміки та важливим фактором при проектуванні літальних апаратів. У роботі [3] представлений огляд поточного стану знань про фізику взаємодії ударних хвиль з прикордонним шаром загалом, структуру різних типів взаємодії, включаючи теплове. Проаналізовано дослідження з управління взаємодією ударних хвиль. Взаємодія ударної хвилі з турбулентністю є нелінійним процесом, у якому обидва явища впливають одна на одну: ударна хвиля посилює пульсації, а турбулентність розширює зону ударного переходу [4].

За допомогою прямого чисельного моделювання проаналізовано характеристики теплообмінного процесу в надзвуковому турбулентному прикордонному шарі з ударною хвилею, що набігає [5]. У робо-

тах [6,7] надано поточні характеристики механізму відриву прикордонного шару. Показано, що взаємодія гіперзвукових ударних хвиль і турбулентного прикордонного шару посилює теплообмін і може викликати сильні локальні теплові навантаження, а також флуктуації потоку, що набігає, і неминучі механічні вібрації можуть сильно впливати на структуру течії і теплообмін [7].

Заслуговує на увагу моделювання процесів тепло- і масопереносу в мікро- і наноканалах через велику кількість їх практичних застосувань. Особливо це стосується галузі динаміки розрідженого газу, де параметри течії суттєво змінюються, і потрібно враховувати нові фізичні ефекти. У роботах [8-11] наведено ряд аналітичних та чисельних рішень для потоків у розріджених умовах з різною конфігурацією поперечного перерізу каналів. Результати моделювання течій у пористих мікроканалах з урахуванням ефектів прослизання на стінках представлені у роботах [12-15].

Останнім часом розробляється безліч інженерних технологій з використанням ударних хвиль у мікропристроях (мікродвигуни, мініатюрні вибухові пристрої та ін.). У зв'язку з тим, що поширення ударної хвилі призводить до різкого стрибка температури, тиску та інших параметрів, може виявитися, що фізичні процеси в потоці не можуть бути описані моделлю ідеального газу. Проблеми газодинаміки та теплообміну при взаємодії неідеального газу з ударною хвилею приділяється достатньо уваги, і вона потребує подальшого вивчення. У статті розглянуто процеси теплообміну газу Ван дер Ваальса у прикордонному шарі за ударною хвилею з урахуванням теплофізичних властивостей газу та ефекту прослизання на стінці.

Математична модель.

Розглянемо прикордонний шар за прямою ударною хвилею слідуючи роботі [16]. Ударна хвиля має постійну швидкість U_s (рис. 1). Зовнішня течія за прикордонним шаром не залежить від часу t і поздовжньої координати x .

Система рівнянь нестационарного стисливого потоку в прикордонному шарі має вигляд

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \tag{1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \tag{2}$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2. \tag{3}$$

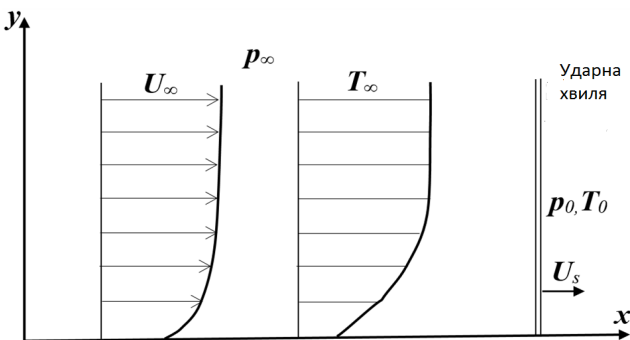


Рис. 1. Розподіл швидкостей і температур в прикордонному шарі за ударною хвилею

Розв'язання системи рівнянь (1)–(3) будемо шукати за наступних граничних умов

$$u = L \frac{\partial u}{\partial y}, \quad v = 0, \quad T = T_w + \frac{L}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{при} \quad y = 0, \tag{4}$$

$$u = U_\infty, \quad T = T_\infty \quad \text{при} \quad y \rightarrow \infty. \tag{5}$$

На великих висотах можливі варіанти, коли щільність газу різко падає. В результаті на поверхні тіла, що обтикається, виникають явища прослизання. Внаслідок чого на поверхні виникають стрибки швидкості та температури [8-10]. Ці ефекти описуються другою та третьою граничними умовами (4). Таким чином, швидкість потоку на стінці не дорівнює нулю, а температура потоку біля стінки відрізняється від температури поверхні.

Крім того, прийнемо, для динамічної в'язкості лінійну залежність від температури

$$\mu = \mu_0 \frac{T}{T_0}, \tag{6}$$

постійну теплоємність та постійне число Прандтля

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k}, \tag{7}$$

тобто

$$k = \frac{\mu_0 c_p}{Pr} \frac{T}{T_0}, \tag{8}$$

Як рівняння стану розглянемо рівняння Ван дер Ваальса

$$\left(p + a \rho^2 \right) \left(\frac{1}{\rho} - b \right) = RT, \tag{9}$$

де R – газова постійна, a та b – константи Ван дер Ваальса.

Для малих значень параметрів a і b рівняння (9) можна подати у вигляді

$$\rho = \frac{p}{RT} - \frac{bp^2}{R^2 T^2} + \frac{ap^2}{R^3 T^3}. \tag{10}$$

Це рівняння можливо записати в безрозмірному вигляді

$$Z(1 + Wa_a - Wa_b) = 1, \quad (11)$$

де

$$Z = \frac{p}{RT\rho}, \quad Wa_a = \frac{ap}{R^2T^2}, \quad Wa_b = \frac{bp}{RT}$$

– коефіцієнт стисливості і числа Ван дер Ваальса.

Для вирішення системи (1)-(3) перетворимо її до автомодельної форми. Для цього використовуємо модифіковане перетворення Іллінгворта-Стюартсона [17,18] для нормальної координати

$$\bar{y} = \int_0^y \frac{\rho}{\rho_0} dy. \quad (12)$$

На її основі будемо автомодельну змінну

$$\eta = \frac{\int_0^y \frac{\rho}{\rho_0} dy}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right)}} \quad (13)$$

і функцію струму

$$\Psi = U_\infty \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right)} f(\eta), \quad (14)$$

де $f(\eta)$ автомодельна функція.

Поздовжню компоненту швидкості визначаємо з рівняння

$$u = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial y} = U_\infty f'(\eta). \quad (15)$$

Рівняння для нормальної компоненти швидкості визначаємо з рівняння нерозривності (1)

$$v = -\frac{\rho_0}{\rho} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\partial \bar{y}}{\partial t} \right). \quad (16)$$

Підстановка (13) та (14) у (16) дає

$$v = \frac{U_\infty}{2U_s} \frac{\rho_0}{\sqrt{\frac{\rho_0}{\mu_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right)}} f - \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \bar{y}}{\partial t} - U_\infty \left(\frac{\rho_0}{\rho} \frac{\bar{y}}{2(tU_s - x)} + \frac{\partial \bar{y}}{\partial x} \right) f'. \quad (17)$$

Враховуючи постійність теплоємності, прийемо для температури наступне співвідношення

$$T = T_{\infty} \Theta(\eta). \quad (18)$$

Підстановка (15), (17) та (18) з урахуванням (6) та (8) у рівняння (2) та (3) дає

$$f''' + \left(\frac{1}{2} \left(\eta - \frac{U_{\infty}}{U_s} f \right) \underbrace{\frac{T_0 \rho_0}{T \rho}}_I + \underbrace{\frac{\Theta'}{\Theta} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)}}_{II} \right) f'' = 0, \quad (19)$$

$$\Theta'' + \left(\frac{1}{2} \text{Pr} \left(\eta - \frac{U_{\infty}}{U_s} f \right) \underbrace{\frac{T_0 \rho_0}{T \rho}}_I + \underbrace{\frac{\Theta'}{\Theta} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)}}_{II} \right) \Theta' = -\text{Pr Ec } f'^2 = -\text{Br } f'^2, \quad (20)$$

де модифіковані числа Еккерта і Брінкмана запишуться у вигляді

$$\text{Ec} = \frac{U_{\infty}^2}{c_p T_{\infty}}, \quad \text{Br} = \text{Pr Ec}.$$

Тепер необхідно перетворити доданки I та II у рівняннях (19) та (20). Для цього можна використовувати рівняння (10) та (11). Їхня комбінація дає

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{T_0}{T} \frac{1 - \text{Wa}_b \frac{T_0}{T} + \text{Wa}_a \left(\frac{T_0}{T} \right)^2}{1 - \text{Wa}_b + \text{Wa}_a}. \quad (21)$$

Використовуючи (21), отримаємо вирази для доданків I та II у рівняннях (19) та (20). Для доданку I маємо

$$\frac{T_0 \rho_0}{T \rho} = \left(\frac{T_{\infty}}{T_0} \right)^2 \frac{(1 - \text{Wa}_b + \text{Wa}_a) \Theta^2}{\text{Wa}_a - \text{Wa}_b \frac{T_{\infty}}{T_0} \Theta + \left(\frac{T_{\infty}}{T_0} \right)^2 \Theta^2}.$$

Доданок II набуває вигляду

$$\frac{\Theta'}{\Theta} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right) \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)} = \frac{\text{Wa}_b \frac{T_{\infty}}{T_0} \Theta - 2 \text{Wa}_a}{\left(\text{Wa}_a + \frac{T_{\infty}}{T_0} \Theta \right) \left(\frac{T_{\infty}}{T_0} \Theta - \text{Wa}_b \right)} \frac{\Theta'}{\Theta}.$$

Як видно з рівнянь, для ідеального газу ($Wa_a=Wa_b=0$) доданок I дорівнює одиниці, а доданок II дорівнює нулю. Таким чином, остаточно маємо

$$f''' + \left(\frac{1}{2} \left(\eta - \frac{U_\infty}{U_s} f \right) \frac{\left(\frac{T_\infty}{T_0} \right)^2 (1 - Wa_b + Wa_a) \Theta^2}{Wa_a - Wa_b \frac{T_\infty}{T_0} \Theta + \left(\frac{T_\infty}{T_0} \right)^2 \Theta^2} + \frac{\left(Wa_b \frac{T_\infty}{T_0} \Theta - 2Wa_a \right) \frac{\Theta'}{\Theta}}{\left(Wa_a + \frac{T_\infty}{T_0} \Theta \left(\frac{T_\infty}{T_0} \Theta - Wa_b \right) \right)} \right) f'' = 0, \quad (22)$$

$$\Theta'' + \left(\frac{Pr}{2} \left(\eta - \frac{U_\infty}{U_s} f \right) \frac{\left(\frac{T_\infty}{T_0} \right)^2 (1 - Wa_b + Wa_a) \Theta^2}{Wa_a - Wa_b \frac{T_\infty}{T_0} \Theta + \left(\frac{T_\infty}{T_0} \right)^2 \Theta^2} + \frac{\left(Wa_b \frac{T_\infty}{T_0} \Theta - 2Wa_a \right) \frac{\Theta'}{\Theta}}{\left(Wa_a + \frac{T_\infty}{T_0} \Theta \left(\frac{T_\infty}{T_0} \Theta - Wa_b \right) \right)} \right) \Theta' = -Br f''^2. \quad (23)$$

Для ідеального газу ($Wa_a=Wa_b=0$) рівняння (22) та (23) перетворюються на рівняння, що отримані в роботі [16]. Система рівнянь (22) та (23) повинна вирішуватися за наступних граничних умов

$$f = 0, \quad f' = Kn f'', \quad \Theta = \frac{T_w}{T_\infty} + \frac{Kn}{Pr} \Theta' \quad \text{при} \quad \eta = 0, \quad (24)$$

$$f' = 1, \quad \Theta = 1 \quad \text{при} \quad \eta \rightarrow \infty, \quad (25)$$

де число Кнудсена

$$Kn = \frac{\frac{\rho_w L}{\rho_0}}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right)}}.$$

Чисельне рішення системи рівнянь (22), (23) з граничними умовами (24), (25) отримано за допомогою програми MATLAB. В результаті розрахунків були отримані профілі швидкостей, температур, коефіцієнти тертя та коефіцієнти тепловіддачі (числа Нуссельта).

Для розрахунку коефіцієнта тертя визначалася поверхнева напруга за рівнянням

$$\tau_w = \mu_w \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = U_\infty f''(0) \frac{\frac{\rho_w}{\rho_0}}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s} \right)}}. \quad (26)$$

На основі рівняння (26) можна розрахувати коефіцієнт тертя

$$\begin{aligned}
 c_f &= \frac{2\tau_w}{\rho_w U_\infty^2} = 2f''(0) \frac{\frac{\mu_w}{\rho_0}}{U_\infty \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s}\right)}} = 2f''(0) \frac{\sqrt{\frac{\mu_w^2}{\mu_0 \rho_0}}}{\sqrt{U_\infty^2 \left(t - \frac{x}{U_s}\right)}} = \\
 &= \frac{2f''(0) \sqrt{\frac{\mu_w}{\rho_w}}}{\sqrt{U_\infty^2 \left(t - \frac{x}{U_s}\right)}} \sqrt{\frac{1 - Wa_b \frac{T_0}{T_w} + Wa_a \left(\frac{T_0}{T_w}\right)^2}{1 - Wa_b + Wa_a}} = \frac{2f''(0)}{\sqrt{Re}} \sqrt{\frac{1 - Wa_b \frac{T_0}{T_w} + Wa_a \left(\frac{T_0}{T_w}\right)^2}{1 - Wa_b + Wa_a}},
 \end{aligned} \tag{27}$$

де число Рейнольдса введено згідно [16]

$$Re = \frac{U_\infty^2 \left(t - \frac{x}{U_s}\right) \rho_w}{\mu_w}.$$

При виведенні рівняння (27) використовувалися співвідношення щільності (21) і в'язкості (6). З урахуванням співвідношень для щільності та в'язкості коефіцієнт тепловіддачі визначаємо за рівнянням

$$\begin{aligned}
 h &= \frac{k_w}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = k_w \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y}\right)_{y=0} \frac{T_\infty}{\Delta T} = k_w \left(\frac{d\Theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \frac{1}{1 - \frac{T_w}{T_\infty}} \frac{\frac{\rho_w}{\rho_0}}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s}\right)}} = \\
 &= k_w \left(\frac{d\Theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \frac{1}{1 - \frac{T_w}{T_\infty}} \frac{\rho_w}{\sqrt{\mu_0 \rho_0} \left(t - \frac{x}{U_s}\right)} = \frac{1}{1 - \frac{T_w}{T_\infty}} \frac{k_w \left(\frac{d\Theta}{d\eta}\right)_{\eta=0}}{\sqrt{\frac{\mu_w}{\rho_w} \left(t - \frac{x}{U_s}\right)}} \sqrt{\frac{1 - Wa_b \frac{T_0}{T_w} + Wa_a \left(\frac{T_0}{T_w}\right)^2}{1 - Wa_b + Wa_a}},
 \end{aligned}$$

де $\Delta T = T_\infty - T_w$.

В результаті отримаємо наступне співвідношення для числа Нуссельта

$$Nu = \frac{h}{k_w} \sqrt{\frac{\mu_w}{\rho_w} \left(t - \frac{x}{U_s}\right)} = \frac{\left(\frac{d\Theta}{d\eta}\right)_{\eta=0}}{1 - \frac{T_w}{T_\infty}} \sqrt{\frac{1 - Wa_b \frac{T_0}{T_w} + Wa_a \left(\frac{T_0}{T_w}\right)^2}{1 - Wa_b + Wa_a}}.$$

Ці рівняння справедливі для $U_\infty/U_s = 0.3 \dots 0.83$ і $Pr = 0.7 \dots 1$.

Численні розрахунки на основі запропонованої моделі показали, що для ідеального газу ($Wa_a = Wa_b = 0$) при нехтуванні ефектами прослизання ($Kn=0$) вирази для коефіцієнта тертя та числа Нуссельта узгоджуються з даними

роботи [16] та мають наступний вигляд

$$c_f \sqrt{\text{Re}} = 1.128 \sqrt{1 - \frac{U_\infty}{U_s}},$$

$$\text{Nu} = \frac{c_f}{2} \text{Re} \text{Pr}^{0.35+0.15 \left(1 - \frac{U_\infty}{U_s}\right)^{-1}}.$$

На рис. 2,3 показано вплив теплофізичних параметрів неідеального газу (числа Ван дер Ваальса) та ефектів прослизання (число Kn) на коефіцієнти тепловіддачі.

Як і слід очікувати [10,11], прослизання призводить до зниження інтенсивності процесів перенесення на стінці. Тому коефіцієнт тепловіддачі зменшується. Це обумовлено ослабленням взаємодії потоку з поверхнею. Як видно із рис. 2 ефект прослизання слабшає зі

зростанням значення параметра Wa_a . Додатковий тиск, який описується параметром Wa_a нівелює ефект прослизання, посилюючи взаємодію потоку і поверхні. Навпаки, зростання значення параметра Wa_b посилює ефект прослизання (рис.3). Через додатковий об'єм ефект розрядження сприяє ослабленню взаємодії потоку з поверхнею.

Висновки

Отримано вирішення задачі течії та теплообміну в прикордонному шарі за ударною хвилею неідеального газу з урахуванням ефектів прослизання та термодинамічних (Wa_a , Wa_b) властивостей газу.

Розрахунки показали, що зі зростанням значення параметра Wa_a за умови $\text{Wa}_b = \text{idem}$ інтенсивність перенесення імпульсу та теплоти падає через додатковий тиск біля стінки. Навпаки, зростання значення параме-

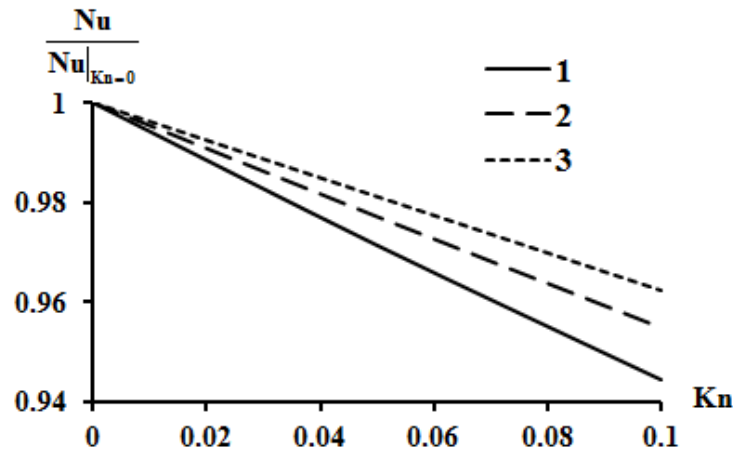


Рис. 2. Залежність відносного числа Нуссельта від числа Kn при $\text{Pr}=1, U_\infty/U_s=0,5, T_j/T_w=1, \text{Wa}_b=0$: 1 – $\text{Wa}_a=0$; 2 – $\text{Wa}_a=0,1$; 3 – $\text{Wa}_a=0,2$

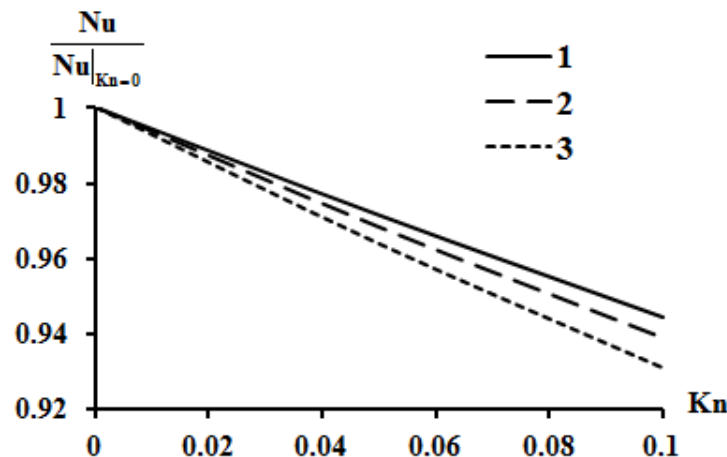


Рис. 3. Залежність відносного числа Нуссельта від числа Kn при $\text{Pr}=1, U_\infty/U_s=0,5, T_j/T_w=1, \text{Wa}_a=0$: 1 – $\text{Wa}_b=0$; 2 – $\text{Wa}_b=0,1$; 3 – $\text{Wa}_b=0,2$

тра Wa_b за умови $Wa_a = \text{idem}$ призводить до збільшення молекулярної швидкості у більш вільному просторі, що інтенсифікує процеси переносу.

Ефекти прослизання призводять до зниження інтенсивності процесів перенесення на стінці через ослаблення взаємодії потоку з поверхнею. Ефект прослизання слабшає зі зростанням значення числа Ван дер Ваальса Wa_a , що пояснюється додатковим тиском. Це нівелює ефект прослизання, посилюючи взаємодію потоку та поверхні. Навпаки, зростання значення числа Wa_b посилює ефект прослизання через додатковий об'єм, ефект розрядження сприяє ослабленню взаємодії потоку з поверхнею.

Робота профінансована в рамках програми наукових проектів НАН України (№ 6541230) «Підтримка пріоритетних для держави наукових досліджень і науково-технічних (експериментальних) розробок» 2023–2025 (1230). Проект: «Розробка технічних засад нової високоефективної технології спалювання штучних палив з твердих побутових відходів та біомаси у когенераційних енергоустановках з використанням водню, кисню, синтетичного та біометану для забезпечення енергетичної безпеки України».

ЛІТЕРАТУРА

1. Lusher D. J., Sandham N.D. Shock Wave/Boundary Layer Interactions in Transitional Rectangular Duct Flows. *Flow, Turbulence and Combustion* (2020), 105: 649–670. <https://doi.org/10.1007/s10494-020-00134-0>
2. Kim J. H., Lee S. Y., Chung J. T. Numerical analysis of the aerodynamic performance & heat transfer of a transonic turbine with a partial squealer tip. *Appl. Therm. Eng.* (2019), 152:878–889. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.066>
3. Ligrani P. M., McNabb E. S., Collopy H., Anderson M., Marko S. M. Recent investigations of shock wave effects and interactions. *Advances in Aerodynamics* (2020), 2(4) <https://doi.org/10.1186/s42774-020-0028-1>
4. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Analytical simulation of normal shock waves in turbulent flow. *Phys. Fluids.* (2022), 34: 056101. – 6 p. <https://doi.org/10.1063/5.0093205>
5. Tong F., Yuan X., Lai J., Duan J., Sun D., Dong S. Wall heat flux in a supersonic shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Physics of Fluids* (2022), 34: 065104 <https://doi.org/10.1063/5.0094070>
6. Lu J., Li J., Song Z., Zhang W., Yan C. Uncertainty and sensitivity analysis of heat transfer in hypersonic three-dimensional shock waves/turbulent boundary layer interaction flows. *Aerospace Science and Technology*. (2022), 123: 107447 <https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107447>
7. Bao Y., Zhou K., You Y. Study of shock wave/boundary layer interaction from the perspective of nonequilibrium effects. *Physics of Fluids* (2022), 34(4): 046109. DOI: 10.1063/5.0085570
8. 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(5-6), 351-371 <https://link.springer.com/article/10.1007/s00162-015-0361-x>
9. 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. <https://doi.org/10.1063/1.4916621>
10. Tyrinov A.I., Avramenko A.A., Basok B.I., Davydenko B.V. Modeling of flows in a microchannel based on the Boltzmann lattice equation. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* (2012) 85 (1), 65-72. <https://doi.org/10.1007/s10891-012-0621-1>
11. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical flat microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2017), 106 :1164–1173. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.096>
12. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. Flow in a curved porous channel with a rectangular cross section. *Journal of Porous Media.* (2007). 11 (3), 241-246 DOI:10.1615/JPorMedia.v11.i3.20
13. Avramenko A.A., Kovetska Y.Y., Shevchuk I.V., Tyrinov A.I., Shevchuk V.I. Mixed convection in vertical flat and circular porous microchannels. *Transport in Porous Media.* (2018) 124(2), 919-941 DOI:10.1007/s11242-018-1104-4
14. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V., Nield D.A. Instability of slip flow in a channel occupied by a hyperporous medium. *Journal of Porous Media.* (2007). 10 (5), 435-442 DOI: 10.1615/JPorMedia.v10.i5.20
15. 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, 156-164. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2016.08.038>
16. Mirels H., Hamman J. Laminar boundary behind strong shock moving with nonuniform velocity. *Physics of fluids* (1962), 5; 91-96. DOI:10.1063/1.1706496
17. Illingworth C.R. Steady flow in the laminar boundary layer of a gas. *Proc. Roy. Soc. A* 199, 533 (1949)
18. Stewartson K. Correlated compressible and incompressible boundary layers. *Proc. Roy. Soc. A* 200, 84-100 (1949)

HEAT TRANSFER IN A REAL GAS FLOW IN THE BOUNDARY LAYER BEYOND A SHOCK WAVE

Avramenko A.A.¹, Kovetskaya M.M.², Kovetska Y.Y.³, Skitsko O.I.⁴*Institute of Engineering Thermophysics National Academy of Sciences of Ukraine, 2a, Kapnist str., Kyiv, 03680, Ukraine*¹Corresponding Member of the NAS of Ukraine, ID ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2416-3512>²Dr Sci, (Engin.) <https://orcid.org/0000-0003-2454-9113>³<https://orcid.org/0000-0002-4759-274X>⁴PhD (Engin.)<https://doi.org/10.31472/ttpe.4.2023.2>

A mathematical model of nonideal gas flow in a boundary layer behind a shock wave is presented, taking slip effects into account. The model takes into account the effect of shock wave intensity (U_∞/U_s), physical (Pr) and thermodynamic (Wa_a , Wa_b) gas properties, slip effects (Kn) and surface temperature (T_0/T_w). The results of calculations of the heat transfer coefficients (Nusselt number) depending on the Knudsen number and van der Waals parameters are presented.

It is shown that slip effects lead to a decrease in the intensity of transfer processes on the wall due to the weakening of the interaction between the flow and the surface. The slip effect weakens with increasing value of the Wa_a parameter, which is explained by the additional pressure. This eliminates the effect of slippage, enhancing the interaction between the flow and the surface. On the contrary, an increase in the value of the Wa_b parameter enhances the effect of slippage due to additional volume.

References 18, figures 3.

Key words: heat transfer, real gas, boundary layer, shock wave, slip effect.

1. Lusher D. J., Sandham N.D. Shock Wave/Boundary Layer Interactions in Transitional Rectangular Duct Flows. Flow, Turbulence and Combustion (2020), 105: 649–670. <https://doi.org/10.1007/s10494-020-00134-0>

2. Kim J. H., Lee S. Y., Chung J. T. Numerical analysis of the aerodynamic performance & heat transfer of a transonic turbine with a partial squealer tip. Appl. Therm. Eng. (2019), 152:878–889. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.02.066>

3. Ligrani P. M., McNabb E. S., Collopy H., Anderson M., Marko S. M. Recent investigations of shock wave effects and interactions. Advances in Aerodynamics (2020), 2(4) <https://doi.org/10.1186/s42774-020-0028-1>

4. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V. Analytical simulation of normal shock waves in turbulent flow. Phys. Fluids. (2022), 34: 056101. – 6 p. <https://doi.org/10.1063/5.0093205>

5. Tong F., Yuan X., Lai J., Duan J., Sun D., Dong S. Wall heat flux in a supersonic shock wave/turbulent boundary layer interaction. Physics of Fluids (2022), 34: 065104 <https://doi.org/10.1063/5.0094070>

6. Lu J., Li J., Song Z., Zhang W., Yan C. Uncertainty and sensitivity analysis of heat transfer in hypersonic three-dimensional shock waves/turbulent boundary layer interaction flows. Aerospace Science and Technology. (2022), 123: 107447 <https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107447>

7. Bao Y., Zhou K., You Y. Study of shock wave/boundary layer interaction from the perspective of nonequilibrium effects. Physics of Fluids (2022), 34(4): 046109. DOI: 10.1063/5.0085570

8. 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(5-6), 351-371 <https://link.springer.com/article/10.1007/s00162-015-0361-x>

9. 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. <https://doi.org/10.1063/1.4916621>

10. Tyrinov A.I., Avramenko A.A., Basok B.I., Davydenko B.V. Modeling of flows in a microchannel based on the Boltzmann lattice equation. Journal of Engineering Physics and Thermophysics (2012) 85 (1), 65-72. <https://doi.org/10.1007/s10891-012-0621-1>

11. Avramenko A. A., Tyrinov A. I., Shevchuk I. V., Kravchuk A. V., Shevchuk V. I. Mixed convection in a vertical flat microchannel. International Journal of Heat and Mass Transfer (2017), 106 :1164–1173. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.096>

12. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V. Flow in a curved porous channel with a rectangular cross section. Journal of Porous Media. (2007). 11 (3), 241-246 DOI:10.1615/JPorMedia.v11.i3.20

13. Avramenko A.A., Kovetska Y.Y., Shevchuk I.V., Tyrinov A.I., Shevchuk V.I. Mixed convection in vertical flat and circular porous microchannels. *Transport in Porous Media*. (2018) 124(2), 919-941

DOI:10.1007/s11242-018-1104-4

14. Avramenko A.A., Kuznetsov A.V., Nield D.A. Instability of slip flow in a channel occupied by a hyperporous medium. *Journal of Porous Media*. (2007). 10 (5), 435-442

DOI: 10.1615/JPorMedia.v10. i5.20

15. 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, 156-164. <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2016.08.038>

16. Mirels H., Hamman J. Laminar boundary behind strong shock moving with nonuniform velocity. *Physics of fluids* (1962), 5; 91-96. DOI:10.1063/1.1706496

17. Illingworth C.R. Steady flow in the laminar boundary layer of a gas. *Proc. Roy. Soc. A* 199, 533 (1949)

18. Stewartson K. Correlated compressible and incompressible boundary layers. *Proc. Roy. Soc. A* 200, 84-100 (1949)

Отримано 07.02.2023

Received 07.02.2023

Прийнято до друку 23.11.2023
Accepted for publication 23.11.2023