

В роботі представлено результати експериментального дослідження тепловіддачі одиночного горизонтального циліндра в умовах вільної конвекції у великому об'ємі в діапазоні чисел Релея: $9,1 \cdot 10^3 < Ra < 1,7 \cdot 10^5$. Додатково досліджено розподіл температури теплоносія навколо циліндра. Зроблені висновки про можливість апроксимації результатів експерименту за однією із запропонованих в літературі залежностей. Показано, що температура теплоносія різко змінюється в пристінній області і майже незмінна в решті об'єму

Ключові слова: теплообмін, горизонтальна труба, вільна конвекція, тепловіддача, пограничний шар

В работе представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи одиночного горизонтального цилиндра в условиях свободной конвекции в большом объеме, в диапазоне чисел Рейля: $9,1 \cdot 10^3 < Ra < 1,7 \cdot 10^5$. Дополнительно исследовано распределение температуры теплоносителя вокруг цилиндра. Сделаны выводы о возможности аппроксимации результатов эксперимента по одной из предложенных в литературе зависимостей. Показано, что температура теплоносителя резко изменяется в пристенной области и почти неизменна в остальной части объема

Ключевые слова: теплообмен, горизонтальная труба, свободная конвекция, теплоотдача, пограничный слой

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛО-ОБМІНУ В УМОВАХ ВІЛЬНОЇ КОНВЕКЦІЇ НА ПОВЕРХНІ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ЦИЛІНДРА

В. О. Туз

Доктор технічних наук, професор*

E-mail: valeriy_tuz@list.ru

Р. В. Неїло

Аспірант*

E-mail: rvneilo@gmail.com

*Кафедра атомних електричних станцій і інженерної теплофізики

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут»

пр. Перемоги, 37, м. Київ, Україна, 03056

1. Вступ

Вільноконвективний теплообмін – одне з найпоширеніших серед гідродинамічних та теплових явищ. В рідинах і газах, в полі дії сили земного тяжіння, вільна конвекція виникає всюди, де існують нерівномірності температури. Дослідження вільної конвекції на поверхні одиночного горизонтального циліндра – одна з широко досліджуваних теплових задач. Її актуальність пов'язана в першу чергу із практичною необхідністю розрахунку кількості переданої (отриманої) теплової енергії від різного роду трубопроводів, струмопроводних кабелів, тощо. Серед інших специфічних задач – термоанемометрія, де чутливим елементом є фактично горизонтальний циліндр.

2. Огляд літературних даних

Грунтовний аналіз вільноконвективного руху можна знайти в [1, 2]. Навколо тіла, що має температуру,

відмінну від температури рідини, що його оточує, існують тепловий та динамічний пограничні шари. При цьому, у випадку вільної конвекції, гідродинамічний шар повністю залежить від теплового: від розподілу температури по товщині теплоносія, що в свою чергу залежить від теплофізичних властивостей рідини (теплопровідності, теплоємності, густини, тощо). З іншого боку, інтенсивність руху рідини повз циліндр визначається умовами тертя на поверхні циліндру та між окремими шарами рідини, що надалі визначає умови підсосу свіжих частин рідини. Відповідно до цього, формується динамічний та тепловий пограничні шари. Така складна картина взаємного впливу гідродинамічного та теплового пограничних шарів одне на одного є характерною для вільної конвекції і значно ускладнює можливість теоретичного аналізу процесу та наступного співставлення теоретичних розробок та експериментальних результатів. Для наочності можна привести загальновідомий знімок (рис. 1, а [3]), де світлими та темними лініями відображено границі зміни густини рідини, з чого можна оцінити температурне поле.

Як видно з рис. 1, а, тепловий граничний шар (а саме його наявність є фізичною основою зміни густини навколо нагрітого циліндра) існує з самого початку «омивання» рідиною тіла. Товщина граничного шару за низьких чисел Грасгофа (рис. 1, а отримано за $Gr = 30\ 000$) майже не змінна на перших 75% довжини лінії омивання циліндра. І лише в кормовій частині, де вектор дотичної до поверхні значно відмінний за напрямом від вектору підйомної сили, зумовленої різницею густин рідини, починається більш помітний ріст товщини пограничного шару. В зв'язку з цим варто очікувати зниження інтенсивності тепловіддачі в кормовій частині циліндра. Надалі, розвиток картини руху залежить від граничних теплових та геометричних умов. В загальному випадку, можливі дві крайні картини руху, що можна описати «класичними» уявленнями про омивання горизонтального циліндра (рис. 1, б). Залежно від умов процесу, динамічний граничний шар може від ламінарного режиму руху перейти в перехідний або турбулентний. Ймовірність реалізації відповідної картини залежить від сукупності теплофізичних властивостей рідини, інтенсивності підводу теплоти, шорсткості та кривизни поверхні, тощо. На рис. 1, в показано результати димової візуалізації ліній току теплоносія при одному з експериментів. Помітно, що границі ламінарної стабільності існують на відстані, що перевищує кілька діаметрів циліндра. Отриманий знімок характерний для одного з найвищих чисел Рейля при проведенні експериментів, тому можна стверджувати, що й решта експериментів проходила за ламінарних умов омивання експериментального зразка.

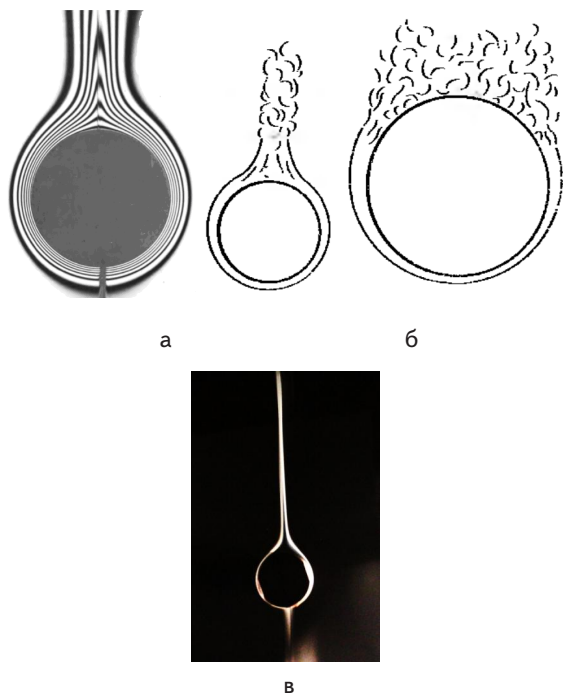


Рис. 1. Характерні режими руху теплоносія за вільної конвекції: а – вільна конвекція від горизонтального циліндра [3]; б – характерні варіанти гідродинамічної картини в кормовій частині циліндра за умов вільної конвекції навколо горизонтального циліндра [4, 5]; в – візуалізація ліній току теплоносія при проведенні фізичного експерименту ($Ra=1,35 \cdot 10^5$)

В якості залежності для розрахунку інтенсивності тепловіддачі при $10^3 \leq Gr_{df} \cdot Pr_f \leq 10^8$ в літературі [4 – 6] запропоновано:

$$\overline{Nu}_{fd} = 0,5(Gr \cdot Pr_{fa})^{0,25} \cdot \left(\frac{Pr_{fa}}{Pr_w}\right)^{0,25} \quad (1)$$

де в якості визначального розміру прийнято зовнішній діаметр труби, а визначальною температурою є температура рідини, на великій відстані від поверхні теплообміну.

В ряді робіт наведені відмінні від (1) залежності для розрахунку інтенсивності тепловіддачі для одиночних горизонтальних циліндрів [1, 2, 7 – 9]. Аналіз представлених в них даних проведено нижче.

Окремий інтерес як з практичної, так і наукової точки зору представляє розподіл температури поверхні труби в напрямі вільноконвективного руху теплоносія та температури теплоносія в пограничному шарі. Тут варто згадати роботу [10], де приведено результати математичного моделювання омивання горизонтального циліндра в умовах вільної конвекції, що підтверджують описану вище якісну картину процесу: в кормовій частині циліндра, внаслідок зростання товщини пограничного шару, відбувається певне збільшення температури стінки, що відповідає зменшенню інтенсивності тепловіддачі. Проте, такі зміни досить незначні, порівняно, наприклад, зі зміною тепловіддачі при вимушеній конвекції [11]. Профіль температури теплоносія в пограничному шарі має важливе значення як з точки зору аналізу процесів на поверхні циліндра, так і в тепловому сліді, що розповсюджується над поверхнею циліндра і може мати лінійні розміри значно більші від розмірів поверхні, на якій такий слід утворився. Огляд відповідних залежностей представлено разом із аналізом отриманих даних.

3. Експериментальна установка та порядок проведення експерименту

Стенд представляє собою горизонтально розміщений експериментальний зразок до якого підводиться електричний струм через регулюючий трансформатор (РНО) (рис. 2). Паралельно з експериментальною ділянкою підключено ватметр для вимірювання кількості електричної енергії, що була подана на експериментальний зразок.

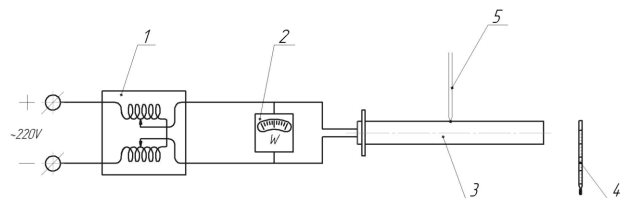


Рис. 2. Схема експериментального стенду: 1 – регулятор напруги (РНО-250-5); 2 – ватметр (Д522); 3 – експериментальний зразок; 4 – термометр ртутний лабораторний; 5 – термоелектричний перетворювач

Експериментальний зразок представляє собою алюмінієву трубу круглого перерізу, \varnothing 22 мм, товщиною стінки 3 мм, довжиною 380 мм. В трубі розміщено електронагрівач з ніхромової проволочки, розрахунковою максимальною потужністю 500 Вт. Для ізоляції ніхромової спіралі від металу труби, спіраль знаходиться всередині скляної (оптично прозорої) трубки \varnothing 16 мм, товщиною стінки 3 мм. Сама спіраль розміщена на керамічній трубці \varnothing 7 мм, товщиною стінки 1 мм, що є електронепровідною та стійкою до дії високих температур. В торець алюмінієвої труби вкладено керамічний диск, що електрично ізолює цю частину труби.

З торця труби розміщено різьбове з'єднання, до якого наявні шайба та гайка кріплення (рис. 3, а), завдяки яким експериментальна ділянка закріплюється на стінці експериментального стенду.

В алюмінієвій трубі на відстані 175 мм від торцевої поверхні розміщено термоелектричний перетворювач (термопара): в циліндричний отвір в стінці труби запресовано алюмінієвий конус, всередину якого поміщено корольок термопари. Конус зашліфовується до гладкого стану із зовнішньою поверхнею труби. Поперечний переріз експериментальної ділянки в зоні розміщення термоелектричного датчика зображено на рис. 3, б.

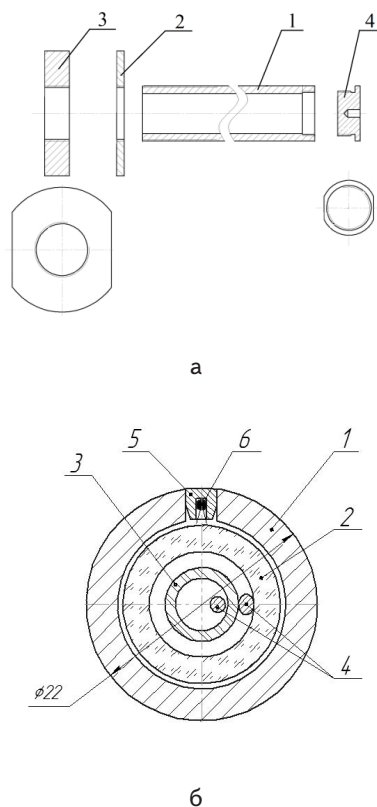


Рис. 3. Ескізи експериментальної ділянки: а – ескіз експериментального зразка: 1 – труба експериментального зразка; 2 – шайба кріплення; 3 – гайка кріплення; 4 – кришка герметизації; б – ескіз поперечного розрізу труби експериментальної ділянки в зоні розміщення чутливого елемента датчика температури: 1 – алюмінієва трубка 22x3; 2 – скляна трубка; 3 – керамічна трубка; 4 – спіраль та зворотня частина ніхромової проволочки; 5 – конусна “пробка”; 6 – спай термоелектричного перетворювача

В початковий момент часу, до зовнішнього джерела живлення підключається регулятор напруги, ватметр та вторинні показуючі пристрої до термоелектричних перетворювачів.

З початку подачі навантаження на зразок, температура стінки труби починає підвищуватися. Нестационарний процес триває до встановлення температури стінки труби на відповідному рівні. За незмінністю цієї величини протягом певного часу (кілька міжвідлікових періодів) робиться висновок про встановлення стаціонарного режиму. Остаточне значення температури стінки виводиться як середнє арифметичне з кількох (4-8) показань за однакових за тривалістю міжвідлікових періодів.

Змінними величинами, що вимірюються в процесі проведення дослідної роботи є кутова координата встановлення труби експериментального зразка (кутова координата розміщення термопари), кількість поданої електричної енергії. Крім цього, постійно відслідковується температура оточуючого середовища.

Після завершення роботи на одному значенні потужності, встановлюється нове і процес повторюється знов.

4. Аналіз результатів експериментального дослідження

Густина теплового потоку q_w , $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}\right]$, розраховується за формулою:

$$q_w = \frac{Q}{F}, \quad (3)$$

де Q , [Вт] – потужність поданого електричного струму виміряна ватметром; F , $[\text{м}^2]$ – площа бічної поверхні циліндра експериментального зразка.

Коефіцієнт тепловіддачі α , $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}\right]$, що є шуканою величиною, визначається за:

$$\alpha = \frac{q_w}{(t_w - t_i^a)}, \quad (4)$$

де t_w , $[\text{}^\circ\text{C}]$ – температура стінки труби експериментальної ділянки; t_i^a , $[\text{}^\circ\text{C}]$ – температура оточуючого середовища (температура рідини далеко від поверхні теплообміну) [4, 12]. Величина коефіцієнта тепловіддачі фактично є місцевою величиною (за використання місцевої температури стінки). Шляхом обертання трубки експериментального зразка, отримуємо температури стінки, та, відповідно, коефіцієнти тепловіддачі за різних кутових координат. Після перерахунку отримуємо зміну коефіцієнта тепловіддачі в різних точках поверхні циліндра.

Характеристичне рівняння, що, за загальноприйнятими оцінками, описує процес вільноконвективного теплообміну:

$$\text{Nu} = a \cdot \text{Ra}^n, \quad (9)$$

де Ra – число Релея (за характерної температури, якою, відповідно до [13], прийнято температуру тепло-

носія далеко від поверхні теплообміну), а та n визначаються відповідно до аналізу отриманої графічної інтерпретації залежності в логарифмічних координатах, та в загальному випадку залежить від геометричної поверхні на якій відбувається процес теплообміну, напрямку теплового потоку, інтенсивності процесу, тощо.

Для порівняння отриманих результатів, додатково представимо дані по тепловіддачі одиночних горизонтальних циліндрів у великому об'ємі в умовах вільної конвекції за іншими джерелами [4, 7, 8].

Так за [4, 5], число Нусельта визначається за залежністю (1), де в якості визначального розміру прийнято зовнішній діаметр труби, а визначальною температурою є температура рідини, далеко від поверхні теплообміну.

В [8] відповідна залежність має інший вигляд:

$$\overline{Nu}_{[8]} = 0,47(Gr \cdot Pr_{f0})^{0,25} \quad (10)$$

Характерний розмір – діаметр. Характерна температура:

$$t_f^r = \frac{1}{2} \cdot (t_w + t_f^a) \quad (11)$$

В [7] представлена залежність для розрахунку тепловіддачі від горизонтального циліндра до повітря в умовах вільної конвекції:

$$\overline{Nu}_{[7]} = \frac{2}{\ln(1 + \frac{2}{\overline{Nu}'})} \quad (12)$$

де

$$\overline{Nu}' = 0,518 \cdot Ra^{0,25} \left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{\frac{3}{5}} \right]^{\frac{5}{12}} \quad (13)$$

де характерним розміром є діаметр циліндра, а температурою – температура рідини згідно формули (11).

В [9] поряд із аналізом впливу зміни теплофізичних властивостей рідини при теплообміні вільною конвекцією на поверхні горизонтального циліндра, рекомендована залежність до розрахунку інтенсивності теплообміну:

$$\overline{Nu}_{[9]} = 0,51 \cdot Ra_a^{0,25} \cdot \bar{\varepsilon} \cdot \left[\frac{v_a}{v_w} \right]^{0,1} \quad (14)$$

де

$$\bar{\varepsilon} = \left[\frac{1}{1 + \frac{C_1}{3}} \cdot \left(1 + \frac{76}{81} \cdot C_1 + \frac{14}{27} \cdot C_2 + \frac{917}{1782} \cdot C_1 \cdot C_2 + \frac{28}{243} \cdot C_1^2 + \frac{7}{99} \cdot C_1^2 \cdot C_2 \right) \right]^{0,25} \quad (15)$$

де $C_1 = \frac{v_a}{v_w} - 1$, а $C_2 = \frac{\beta_w - \beta_a}{2 \cdot \beta_0}$ - коефіцієнти, що відображають змінність в'язкості та коефіцієнту об'ємного розширення при зміні температури теплоносія.

Отримані результати та їх співставлення для залежності числа Нусельта від числа Релея представлено на рис. 4.

Як видно з графічного співвідношення, отримані результати добре корелюються з відомими залежностями, взятими з [4, 5]. Максимальне відхилення отриманих результатів від запропонованої залежності складає не більше 4 %. При цьому, оцінка максимальної похибки визначення числа Нусельта використаними засобами вимірювання складає близько 7,8 %. В зв'язку з отриманими результатами, надалі вважатимемо, що інтенсивність теплообміну в умовах вільної конвекції від горизонтального циліндра найбільш точно описуються рівняннями виду (1).

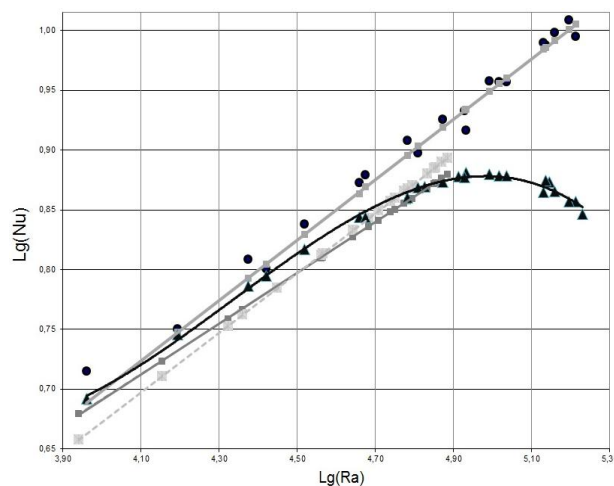


Рис. 4. Співставлення експериментальних даних (●) інтенсивності тепловіддачі (Lg(Nu)) від числа Релея (Lg(Ra)) з розрахунковими за: ■ - [4]; ▤ - [7]; ⊠ - [8]; ▲ - [9]

Окремої уваги заслуговує отриманий в процесі проведення експериментів профіль температури стінки труби та теплоносія навколо труби.

Як було описано вище, гідродинамічна картина процесу загалом, та розвитку теплового та гідродинамічного пограничного шару зокрема, створюють передумови до підвищення температури стінки в напрямку руху теплоносія. Профіль температури теплоносія в міделевому перетині труби (вздовж напрямку руху теплоносія) для ряду експериментів представлено на рис. 5, а. Координатні вісі, в яких представлено результати:

$$\theta = \frac{t_f^{R_i} - t_f^a}{t_w - t_f^a} \quad \text{— безрозмірна}$$

температура: $t_f^{R_i}, ^\circ\text{C}$ - температура теплоносія на відповідній радіальній координаті;

$\frac{R_i}{R_w}$ – безрозмірна координата: R_i , м – відстань від вісі труби на якій проводиться замір; R_w , м – радіус труби експериментального зразка.

Температура теплоносія в пограничному шарі різко змінюється та, відповідно до припущення Прандтля про прилипання молекулярного шару рідини, має температуру стінки на границі розподілу твердої стінки та рідкого теплоносія. Безрозмірна температура теплоносія має величину менш як 10 % на відстані близько 6 мм від поверхні труби, що складає близько половини радіуса труби (остаточне співставлення із безрозмірною радіальною координатою потребує додаткового підтвердження). А за припущення пограничного шару, товщина останнього складала близько 20 мм, або 90 % діаметра труби. Характер зміни температури теплоносія має приблизно гіперболічний характер (за ламінарного режиму омивання труби (режими проведення експериментальної роботи $9,1 \cdot 10^3 < Ra < 1,7 \cdot 10^5$), що нижче рівня переходу до турбулентного (або до перехідного) режиму руху, який, відповідно до класичних уявлень про перехід, складає близько $Ra \geq 1 \cdot 10^9$ [1, 2, 4]). Отриманий розподіл температури пограничного шару добре узгоджується з даними робіт [9, 14, 15]. Згідно наведених тут результатів математичного моделювання та експериментального дослідження, розподіл температури по товщині пограничного шару можна описати рівнянням гіперболічного типу:

$$\theta = \left(1 - \frac{R_{\delta i}}{\delta_T}\right)^m \quad (16)$$

Відповідно до рис. 5, а, товщину теплового пограничного шару можна прийняти на рівні $\delta_T = 0,9 \cdot d_w$, відрховуючи товщину пограничного шару від стінки труби (координату в тепловому пограничному шарі $R_{\delta i}$ також відрховуємо від стінки труби). Враховуючи дані [9], показник степені m для повітря може змінюватися в інтервалі від 2 до 4. Для теоретичної оцінки розподілу температури приймемо описані припущення і отримаємо розрахункову залежність вигляду:

$$\theta = \left(1 - \frac{R_{\delta i}}{0,9 \cdot d_w}\right)^4 \quad (17)$$

Графічна інтерпретація теоретичного розподілу температури пограничного шару відповідно до (17) представлено на рисунку 5б. Помітно, що характер експериментально отриманого та теоретичного розподілу схожі. Проте, в експерименті отримано більш стрімке зростання температури в пограничному шарі, що відповідає більш високим показникам степені в теоретичній оцінці. Збільшення показника степені до $m=7$ дає більш високу відповідність експериментальним результатам в області значних градієнтів температури. При цьому, в решті області (приблизно при $\frac{R_{\delta i}}{0,9 \cdot d_w} \geq 0,3$) експериментально отримані темпе-

ратури матимуть більш високе значення. Більш високі значення температури в області малих градієнтів температури та відмінність від теоретичної оцінки можна пояснити впливом радіаційного теплообміну між трубою та корольком термопари, що не враховується в теоретичному розв'язку визначення розподілу безрозмірної температури по товщині пограничного шару (формула (16)). З аналізу експериментального розподілу температури пограничного шару можна зробити висновок про недооцінку в [9] показника степені в теоретичній оцінці безрозмірної температури. Для більш точної оцінки необхідно використовувати показник степені $m \geq 7$.

На рис. 5, в представлено експериментальні дані для експериментів, інтенсивність підводу теплоти в яких суттєво різні значення. Тут результати відображено в безрозмірних координатах, що враховують інтенсивність підводу теплоти: θ – аналогічно рис. 5, а;

$$\eta = \frac{Y}{X} \cdot \frac{\sqrt[4]{Gr}}{\sqrt{2}} \quad \text{– безрозмірна координата відповідно до}$$

[1, 2, 14, 15], де $Y = R_i - R_w$, м – відстань по нормалі від поверхні труби до точки заміру, X , м – довжина дуги вздовж поверхні циліндра в напрямку руху теплоносія, починаючи від нижньої утворюючої до площини заміру (для випадку міделевого перетину визначається як $X = \frac{1}{4} \cdot \pi \cdot d_w$, м).

На рис. 5, г представлено результати математичного дослідження, що викладено в [15], для теплообміну на поверхні вертикальної пластини.

З рис. 5, в помітна тенденція до зміни профіля температури із підвищенням відношення температури стінки до температури оточуючого середовища (в загальному випадку із підвищенням теплового навантаження). В представлених безрозмірних координатах, що додатково відображають вплив інтенсивності підведення теплоти, помітна тенденція до постійного зміщення кривої в сторону збільшення безрозмірної координати.

Для порівняння отриманих результатів рис. 5, в, г [15] представлені в єдиних координатах. Можна помітити, що результати математичного моделювання [15] з теплообміну вільною конвекцією на поверхні вертикальної пластини мають схожий характер із отриманими результатами проведеного фізичного експерименту – якісна картина розподілу безрозмірної температури теплоносія в товщі теплового пограничного шару має аналогічний характер. Різниця дещо помітна в кількісних величинах, що в першу чергу пов'язане із кривизною поверхні та орієнтацією нижньої частини циліндра, що створюють особливі умови омивання теплоносієм під дією виштовхувальної сили, та, відповідно, формують теплогідрравлічну картину в міделевому перетині.

Аналізуючи дані рис. 5, а–г можна зробити висновок про високу відповідність отриманих результатів існуючим даним по розподілу температури в пограничному шарі в умовах теплообміну вільною конвекцією в повітрі, приближенню пограничного шару та якісній картині процесу, що відображено на рис. 1.

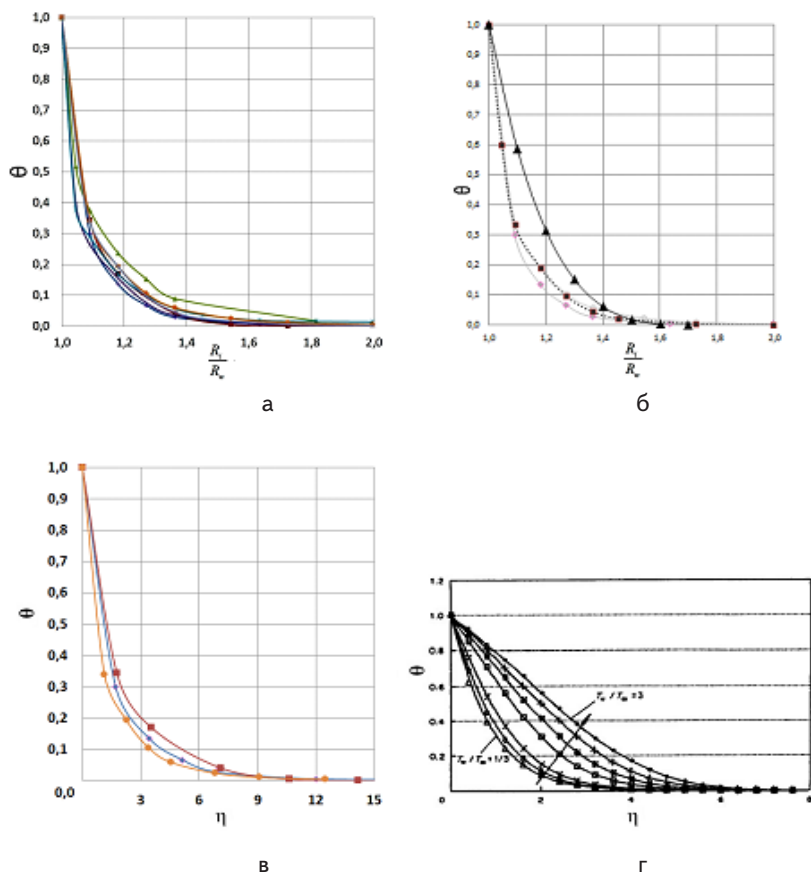


Рис. 5. Профілі температури теплоносія (θ) в напрямку нормалі до поверхні в міделевому перетині труби: а – експериментальний розподіл безрозмірної температури теплоносія в міделевому перетині при різних густинах теплового потоку

$$(q_w \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]): \text{---} \bullet \text{---} q_w = 1267,6 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \blacksquare \text{---} q_w = 1525,2 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right];$$

$$\text{---} \blacktriangle \text{---} q_w = 362,7 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \times \text{---} q_w = 731,7 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \star \text{---} q_w = 498,8 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right];$$

$$\text{---} \blacklozenge \text{---} q_w = 169,0 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \oplus \text{---} q_w = 906,9 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{б} - \text{експериментальний розподіл}$$

безрозмірної температури (θ) в товщі пограничного шару ($\frac{R_i}{R_w}$) для різних гус-

$$\text{тин теплового потоку } (q_w \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]): \text{---} \bullet \text{---} q_w = 906,9 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right];$$

$$\text{---} \blacklozenge \text{---} q_w = 1267,6 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \ominus \text{---} q_w = 169,0 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]; \text{---} \blacktriangle \text{---} - \text{теоретичний розподіл за}$$

формулою (17); в – експериментальний розподіл безрозмірної температури (θ)

в товщі пограничного шару (η) для різних густин теплового потоку ($q_w \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]$):

$$\text{---} \bullet \text{---} q_w = 1525,2 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right] \left(\frac{T_w}{T_f^a} = 9,63 \right); \text{---} \blacksquare \text{---} \left(\frac{T_w}{T_f^a} = 8,50 \right); \text{---} \blacklozenge \text{---} q_w = 169,0 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]$$

$$\left(\frac{T_w}{T_f^a} = 2,25 \right); \text{г} - \text{роз-поділ температури тепло-}$$

носія в пограничному шарі для вертикальної стінки за [15]

5. Висновки

В результаті проведення експериментальної роботи з дослідження теплообміну вільною конвекцією на поверхні горизонтального циліндра, зроблено висновок, про високу відповідність результатів експерименту залежності, що запропонована в [4]. Визначено профіль температури теплоносія в міделевому перетині труби. Отримані результати збігаються із якісними уявленнями про перебіг процесу вільноконвективного теплообміну від одиночного горизонтального циліндра, а представлення результатів у безрозмірному вигляді має високу відповідність із результатами математичного моделювання теплообміну та розподілу температури теплоносія в пограничному шарі, що представлено в [15].

Література

1. Джалаурия, Й. Естественная конвекция: Тепло- и массообмен [Текст] / Пер. с англ. – М.: Мир, 1983 – 400с.
2. Гебхарт, Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен [Текст] / Б. Гебхарт, Й. Джалаурия, Р.Махаджан, Б. Саммакия. В 2-х книгах, кн.1. Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 678с.
3. Van Dyke, M. An album of fluid motion [Текст] / М. Van Dyke. – The Parabolic Press. Stanford California, 1982. – 184 p.
4. Исаченко, В. П. Теплопередача [Текст] / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел.–3-е изд., перераб. и доп. – М.:Энергия, 1975. – 487 с.
5. Михеев, М. А. Основы теплопередачи [Текст] / М. А. Михеев, И. М. Михеева. – 2 изд. М.: Энергия, 1977. – 344 с.
6. Михеев, М. А. Основы теплопередачи [Текст] / М. А. Михеев. – 2 изд. М.: Государственное энергетическое издательство, 1949. – 397 с.
7. Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. Тепломассообмен: Учебное пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Издательство МЭИ, 2005. – 550 с. Ил
8. Wong, H. Y. Heat transfer for engineers [Текст] / H.Y. Wong. – Longman Group, 1977. – 213 p.
9. Shklover G.G. Effect of variable physical properties on heat convection around a horizontal cylinder / G. G. Shklover, S. E. Gusev. Journal of Engineering Physics and Thermophysics V. 53, issue 2., 902-908pp. - 1987.

10. Paul, M. Natural convection flow from an isothermal horizontal cylinder in presence of heat generation [Текст] / M. Paul. – International Journal of Engineering Science №44 (13-14), 2006. – pp. 949-958.
11. Жукаускас, А. А. Конвективный перенос в теплообменниках [Текст] / А. А. Жукаускас. – М.: Наука, 1982. – 472 с.
12. Chand, J. Natural convection heat transfer from horizontal cylinders [Текст] / Jagdish Chand, Vir Dharam. – Journal of chemical engineering of Japan, Vol. 12, №3. – 1979. – pp. 242–247.
13. Туз, В. О. Визначення характерної температури при теплообміні в умовах вільної конвекції / В. О. Туз, Р. В. Неїло. Енергетика, економіка, технології, екологія. №3.- 2013.
14. Sesonske, A. Velocity and temperature distributions about a horizontal cylinder in free convection heat transfer / A. Sesonske. AIChE Journal V.7 issue 2. – 1961.
15. Shang, D.-Y. Effect of variable thermophysical properties on laminar free convection of gas / De-Yi Shang; Bu-Xuan Wang. International journal of heat and mass transfer. V.33, issue 7., 1387-1395pp. – 1990.

З метою вивчення природної блочності були проведені структурні дослідження на діючому щебеневому Лезниківському кар'єрі і вивчена документація 50 розвідувальних свердловин, пробурених на схід від кар'єру. Були проведені структурні дослідження корисної копалини на діючому Лезниківському кар'єрі (Житомирська обл., Україна). Вивчена просторова орієнтація тріщин, тріщинуватих зон, тектонічних порушень. Відмічено закономірні зміни в елементах залягання субгоризонтальних тріщин

Ключові слова: тріщини, тектонічна ситуація, векторні діаграми систем тріщин, блочність гранітів

С целью изучения естественной блочности были проведены структурные исследования на действующем щебеночном Лезниковском карьере и изучена документация 50 разведочных скважин, пробуренных на восток от карьера. Были проведены структурные исследования полезного ископаемого на действующем Лезниковском карьере (Житомирская обл., Украина). Изучена пространственная ориентация трещин, трещиноватых зон, тектонических нарушений. Отмечены закономерные изменения в элементах залегания субгоризонтальных трещин

Ключевые слова: трещины, тектоническая ситуация, векторные диаграммы систем трещин, блочность гранитов

УДК 622.1:622.2

ДОСЛІДЖЕННЯ ТРИЩИНУВАТОСТІ ЛЕЗНИКІВСЬКОГО РОДОВИЩА ГРАНІТІВ З ПЕРСПЕКТИВОЮ ВИДОБУТКУ БЛОЧНОЇ ПРОДУКЦІЇ

В. В. Коробійчук

Кандидат технічних наук, доцент
Кафедра розробки родовищ корисних
копалин ім. проф. М. Т. Бакка
Житомирський державний
технологічний університет
вул. Черняхівського, 103,
м. Житомир, Україна, 10005
E-mail: kgtkvv2@rambler.ru

1. Вступ

Тріщинуватість масиву гірських порід має велике як позитивне, так і негативне значення для родовищ корисних копалин, а саме для складання проектів розробки і експлуатації родовищ, вибору технології ведення розкривних і видобувних робіт. Тріщинуватість порід є одним із параметрів, які визначають запаси корисної копалини і впливають на режим експлуатації родовища. Тріщини, зазвичай, простягаються за декількома взаємно пересічним напрямом, визначаючи просторове положення поверхонь і зон послаблення. Тому тріщинуватість впливає на пружність і стійкість гірських порід, характер

прояву деформацій та їх величину, водоносність, водопроникність і газопроникність, глибину проникнення агентів вивітрювання та інтенсивність розвитку процесів вивітрювання, температурний режим порід, швидкість поширення сейсмічних хвиль та сейсмостійкість порід, міцність, важкість розробки та будівельну категорію порід.

Природна тріщинуватість гірської породи в процесі експлуатації родовища корисної копалини доповнюється штучною, що, в свою чергу, залежить від методів ведення БВР. Вона виникає в результаті дії вибуху на масив; при цьому зі збільшенням величини та діаметра заряду тріщинуватість масиву та ступінь розкриття тріщин збільшуються.