

УДК 62 - 92.113

DOI: 10.18372/0370-2197.1(106).19824

О. І. ВОЛЬЧЕНКО¹, Д. О. ВОЛЬЧЕНКО², Д. Ю. ЖУРАВЛЬОВ²,
Є. Ю. АНДРЕЙЧИКОВ², О. С. БУРАВА², О. М. ВУДВУД³, О. М. СЕМЕНІЙ¹

¹Харківський національний автомобільно-дорожній університет, м. Харків, Україна

²Івано-Франківський національний технічний університет нафти та газу, м. Івано-Франківськ, Україна

³Національний університет «Одеська політехніка», м. Одеса, Україна

ДИФУЗІЙНІ ЯВИЩА У ТРИБОСИСТЕМАХ ОХОЛОДЖУВАНИХ ГАЛЬМ

У матеріалах статті показано, що на підставі багатофакторного аналізу запропоновані моделі нанорідин, які враховують у базових рідинах: зіткнення між: наночастинками та молекулами; наночастинками, що обумовлені броунівським рухом; теплову дифузію наночастинок та їх взаємодію з молекулами; утворення траєкторій перколяції з низьким теплоємним опором у рідині; вплив: міжфазного та приграничного шарів при розділі твердої та рідкої фаз; ефекту поверхневих оболонки; тонких наношарів; кластеризації частинок. Дослідження нанорідин зводиться до визначення їхнього коефіцієнта теплопровідності. При оцінці дифузії в системах, що обертаються, з нанорідиною враховували сили, різні потоки, швидкості руху, градієнти, питомі об'єми, седиментацію, виникаючі коефіцієнти, руомість наночастинок рідини в камері. Розглянуто взаємодію наночастинок в рідинних системах охолодження, а також оцінені нанорідинні потоки в умовах теплообміну в камері системи охолодження обода шківів.

Ключові слова: гальмівний пристрій, пари тертя, нанорідина, явища дифузії, седиментація.

Вступ. Суспензії на основі наночастинок твердої фази названі нанорідинами [1]. Теплопровідність суспензій із малою концентрацією частинок твердої фази може бути описана теорією Максвелла [2]. Теорія побудована на основі низки припущень: концентрація частинок твердої фази мала (відстань між частинками істотно перевищує їх розмір); частинки нерухомі у рідині; частинки мають сферичну форму; для опису процесу теплопередачі справедливі рівняння кондуктивного теплообміну. При використанні частинок нанометрового діапазону, оповитих полімерною плівкою, що є диполями, при русі нанорідини в системах охолодження відбувається перетворення зарядів, що веде до утворення електронної та іонної зон. Рушійною силою в нанорідині є стрибки різноманітних потенціалів.

Аналіз літературних джерел та стан проблеми. Застосування нанорідин в системах охолодження двигунів, гальмівних пристроїв, опалення та вентиляція може дати істотне підвищення коефіцієнта теплопередачі.

Для використання нанорідин в якості теплоносія необхідно володіти знаннями з їх теплофізичних властивостей. З цією метою було виконано аналіз робіт з дослідження нанорідин.

У роботах [1, 2, 3] з вивчення передачі теплоти в нанорідинах показано, що теплопровідність суспензій ультрадисперсних оксидів алюмінію, кремнію і

титану у воді при об'ємній концентрації порядку декількох відсотків перевищує теплопровідність чистої рідини на десятки відсотків.

Результати експерименту з наночастинками різного розміру свідчать, що теплопровідність рідини на основі більших часток достатньо добре описується з допомогою теорії Максвелла [2].

Насамперед, отримані дані були співвіднесені з теоретичними моделями, побудованими для опису теплопровідності великодисперсних суспензій. Перша така модель була створена Максвеллом [2], який отримав співвідношення між коефіцієнтом теплопровідності суспензії λ і базовою рідиною λ_0 .

Аналіз впливу розміру наночастинок на коефіцієнт теплопровідності (α) нанорідини показує, що коефіцієнт λ нанорідин зростає при збільшенні розміру наночастинок [4].

У роботі [5] представлено моделювання коефіцієнта теплопровідності нанорідини залежно від різної маси наночастинок. Авторами встановлено, що λ нанорідини при фіксованих розмірах і концентрації наночастинок збільшується зі зростанням їх маси. Залежність збільшення коефіцієнта теплопровідності нанорідини від маси наночастинок означає одночасно і таку ж залежність від густини частинок при однаковому розмірі.

На коефіцієнт теплопровідності нанорідкості впливає і форма наночастинок, яка буває сферичною, циліндричною, призматичною, плоскою, еліптичною. Так, у роботах [2, 3] експериментально досліджено теплопровідність нанорідини з наночастинками ZnO, що мають призматичну та сферичну форми, при різних об'ємних концентраціях наночастинок в діапазоні від 0,05 до 5,0%. Встановлено, що коефіцієнт λ нанорідин з наночастинками оксиду цинку збільшився на 12% та 18%, відповідно, для сферичної та призматичної форми наночастинок при $\varphi = 5,0\%$, порівняно з коефіцієнтом λ базової рідини – водою.

Однак багато отриманих до теперішнього часу експериментальних даних мають великий розкид і часто суперечать одне одному. Частина даних свідчить про аномальне збільшення теплопровідності нанорідин порівняно з теорією [1]. Але в ході спільних досліджень, проведених організаціями з різних країн, аномального збільшення теплопровідності за малих концентрацій наночастинок не виявлено [6].

Класифікація нанорідин та аналіз теоретичних підходів до моделювання коефіцієнтів перенесення проведені в [7]. Зокрема зазначено, що суворя теорія процесів переносу в нанорідинах поки не розвинена, а застосування моделювання теплопровідності методами молекулярної динаміки все ж дає прогнози, відмінні від класичної теорії.

Великий розкид експериментальних даних пов'язаний з низкою об'єктивних причин: методикою синтезу наночастинок, функцією розподілу наночастинок за розмірами, технологією приготування нанорідин, а також методом вимірювання теплопровідності та інтерпретації результатів.

Відомі пристрої та системи примусового повітряного та рідинного охолодження пар тертя гальмівних пристроїв [8, 9]. Однак вони мають ефективність не більше ніж 10%. Перспективним є комбіноване охолодження (повітряно-нанорідинне) для гальмівних пристроїв, що мають металевий фрикційний елемент великої ваги.

Мета роботи – розробити рецептуру наночастинок та оцінити їх поведінку в рідині при камерному примусовому охолодженні обода шківів в стрічково-колодковому гальмі бурової лебідки.

Дифузійні явища при фрикційному взаємодії пар тертя гальм. Дифузія характеризує рух частинок середовища, що призводить до перенесення речовини та вирівнювання концентрації або встановлення рівноважного розподілу концентрацій частинок денного сорту в середовищі. Дифузія молекул (атомів) середовища визначається їх тепловим рухом. Дифузія призводить до встановлення рівноважного розподілу концентрацій, що характеризується відповідними градієнтами (термодифузія, електродифузія тощо). У однорідному середовищі (повітря, рідина, пара) при молекулярній дифузії за відсутності зовнішніх впливів дифузійний потік (потік маси) відсутній зовнішніх впливів дифузійний потік (потік маси) пропорційний градієнту його концентрації. Коефіцієнт пропорційності називається коефіцієнтом дифузії.

Крім класичної дифузії є ще аномальна, яка, у свою чергу, поділяється на суб- і супердифузію. Встановлено, що в умовах турбулентного середовища дифузійний потік рідини розпливається за законом $r^2 = t$ (у ф τ), тобто значно швидше, ніж за класичної дифузії. Пізніше відхилення від класичних законів міграції були виявлені в інших рідинних і газових середовищах (рис. 1).

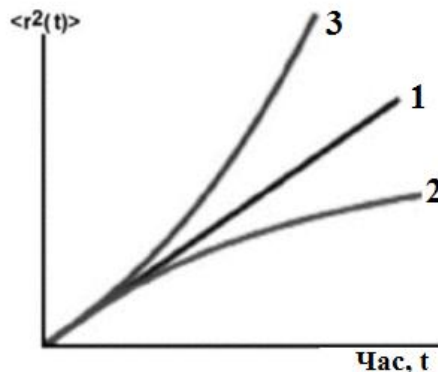


Рис. 1. Середній квадрат зміщення $\langle r^2 \rangle$ для різних типів дифузії 1 – класична; 2 та 3 – суб- і супердифузія

Клас явищ, у яких середнє квадратичне відхилення не є лінійною функцією від часу, а описується ступеневим законом був названий аномальною дифузією, яка може бути двох типів – супердифузія (прискорене блукання) та супердифузія (уповільнене блукання).

Новий підхід до математичного опису сприяв появі у рівнянні дифузії двох нових параметрів – дробових порядків просторової та часової похідних – значно розширило сімейство рішень дифузійного рівняння, зберігши формально його вигляд. Найважливішою якістю нових рішень – ступеневий закон їх асимптотик. Інтегро-диференціальний характер дробових похідних операторів дозволяє описати просторово-часові нелокальні процеси переносу, у яких потік у цій точці залежить тільки від поведінки функції в околиці аналізованої точки x , а й від прийнятих нею значень по всьому досліджуваному інтервалі значень a^* , тобто залежить глобально від просторового розподілу частинок і від передісторії транспортного процесу.

При описі дифузійних процесів значення a знаходяться в інтервалі $0 < p < 1$, при $p = 1$ маємо класичне рівняння теплопровідності параболічного

типу; в інтервалі $1 < p < 2$ має місце перехід від дифузійного рівняння до хвильового, тобто відбувається переміщення по детерменованому хаосу (частковоупорядкованим системам) від ідеального безпорядку до ідеального порядку, за $p = 2$ маємо субдифузію, а за $p = 3$ - супердифузію. Для останніх властиво уповільнене і прискорене блукання частинок у рідині або газі, що дозволяє стверджувати про виникнення у зазначених середовищах блукаючого потенціалу.

Для сухих пар тертя гальмівних пристроїв дисоціація омиваючого повітря призводить до появи в його складі атомарного кисню O і азоту N з наступними реакціями синтезу оксиду NO і діоксиду NO₂ азоту. Іонізація повітря викликає появу іонів O⁺, N⁺ та вільних електронів. Таким чином, при високих поверхневих температурах ($t = 400$ °C) металевих фрикційних елементів повітря являє собою хімічно реагуючу суміш газів, склад і фізичні властивості якої залежать як від температури, так і від питомих навантажень, що діють на об'єми між мікроставами пар тертя, тобто у шарах стиснення, що сформувалися при їх фрикційній взаємодії.

Однією з особливостей теплообміну в температурному пограничному шарі на поверхні, що охолоджується, є те, що атоми та іони, які з'являються в складі повітря в результаті дисоціації та іонізації, беруть участь у переносі теплоти поряд з молекулярною теплопровідністю. Це перенесення здійснюється при дифузії атомів, що утворилися у великих кількостях у шарах з мінімальною температурою, в області пограничного шару з меншою атомарною концентрацією, що відповідає меншій температурі. Дифузія атомів у зону з меншою температурою супроводжується їхньою рекомбінацією з виділенням теплоти, у результаті утворюється так званий дифузійний тепловий потік. Якщо потік атомів при їх дифузії до поверхні тіла безперервний, а у поверхні постійно підтримується екзотермічна реакція рекомбінації (поверхня безперервно охолоджується), то в результаті відбувається додаткове дифузійне перенесення теплоти від робочої поверхні металевго елемента при фрикційній взаємодії пар тертя до рухомого повітряного середовища.

$$q_d = -\rho D^* h_d \left. \frac{\partial n_w}{\partial y} \right|_w, \quad (1)$$

де ρ – густина повітря; D^* - коефіцієнт дифузії компонента суміші у газі; n_w – масова концентрація цього компонента; h_d – енергія дисоціації молекул; w – швидкість руху омиваючого повітря.

В якості охолоджуючого середовища може бути повітря, вода і пара з наночастинками (пиллом і розбавленим брудом) для зниження енергонавантаженості пар тертя гальма.

Дифузія в обертових системах з нанорідиною. Якщо на нанорідину, яка знаходиться у камері складеного шків стрічково-колодочного гальма діють теплові потоки, то явища дифузії у такій системі відповідним чином змінюються. Дослідженню підлягає нерівномірно обертова система. У такій системі різні компоненти схильні до дії відцентрової та коріолісової сил, які обумовлені обертанням системи. Сила, що діє на одиницю маси m компонента k в системі, яка обертається в один з моментів часу з кутовою швидкістю, описується формулою

$$F_k = [\omega^2 r + 2[\mathcal{Q}_k \omega]]M \quad (k = 1, 2, \dots, n), \quad (2)$$

де $\omega^2 r M$ - відцентрова сила; r - відстань від осі обертання обода шківів; $2M[\mathcal{G}_k \omega]$ - коріолісова сила; \mathcal{G}_k - лінійна швидкість.

Необхідно зауважити, що внесок, що вноситься силами в цей вираз, як для випадку відцентрової, так і для випадку коріолісової сил дорівнює нулю. Це впливає просто з того, що $\sum_{k=1}^n J_k = 0$ для відцентрової сили $\omega^2 r M$, яка однакова для всіх компонентів k . Для коріолісової сили в цьому можна переконатися, записуючи J_k у явному вигляді як $p_k(\mathcal{G}_k - \mathcal{G})$. Дійсно, в цьому випадку отримуємо, що відповідний член у виразі для інтенсивності джерела теплових потоків пропорційний

$$\sum_{k=1}^n p_k (\mathcal{G}_k - \mathcal{G}) \cdot [\mathcal{G}_k \omega] = \sum_{k=1}^n p_k \mathcal{G}_k \cdot [\mathcal{G}_k \omega] - p \mathcal{G} \cdot [\mathcal{G} \omega], \quad (3)$$

де останній член отримано за допомогою виразу $p \mathcal{G} = \sum_{k=1}^n p_k \mathcal{G}_k$.

Усі члени у правій частині перетворюються у нуль внаслідок тотожних співвідношень

$$\mathcal{G}_k \cdot [\mathcal{G}_k \omega] = 0, \quad \mathcal{G} \cdot [\mathcal{G} \omega] = 0. \quad (4)$$

Перетворення в нуль члена $\sum_k J_k \cdot F_k$ сприяє «зворотному» характеру руху,

що виникає під дією суто теплових потоків. Через останні посилюється інтенсивність джерела ентропії за рахунок градієнта $(\text{grad } \mu_k)T$ (μ_k - молекулярна вага нанорідини). Вказаний градієнт пропорційний градієнту тиску, який сам виникає в результаті дії теплових потоків. При цьому спостерігається зменшення інтенсивності джерела ентропії, що видно з виразу.

$$\sigma = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n J_k^a \cdot \left\{ F_k - \mathcal{G}_k \text{grad } p_k - (\text{grad } \mu_k)_{p,T} \right\}. \quad (5)$$

де J_k^a - дифузійний потік, обчислений відносно довільної швидкості \mathcal{G}^a .

Градієнт тиску виражаємо через механічні сили, оскільки при тепловій рівновазі маємо

$$\text{grad } p = \sum_{k=1}^n \rho_k F_k = \rho (\omega^2 r + 2[\mathcal{G} \omega]), \quad (6)$$

де останній член отримується за допомогою (2) та співвідношення $\sum_k \rho_k \mathcal{G}_k = \rho \mathcal{G}$.

Далі маємо тотожність

$$\sum_{k=1}^n J_k^a \cdot [\mathcal{G}_k \omega] = \sum_{k=1}^n J_k^a \cdot [\mathcal{G} \omega], \quad (7)$$

яке з урахуванням співвідношення $\rho \mathcal{G} = \sum_k \rho_k \mathcal{G}_k$ впливає із (4). Тепер вираз (5)

за допомогою (2), (6) та (7) записуємо у вигляді

$$\sigma = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n J_k^a \cdot \left\{ (1 - \rho \mathcal{G}_k) (\omega^2 r + 2[\mathcal{G} \omega]) - (\text{grad } \mu_k)_{p,T} \right\}. \quad (8)$$

Після низки підстановок і перетворень отримуємо вираз для інтенсивності джерела етропії з термодинамічних сил

$$J_k^q = -\frac{A_{kj}^a}{T} \left\{ (1 - \rho \mathcal{G}_j) (\omega^2 r + 2[\mathcal{G}\omega]) - (grad \mu_j)_{p,T} \right\}, \quad (k=1, 2, \dots, n-1) \quad (9)$$

де коефіцієнти A_{kj}^a визначаються за допомогою залежності [10].

Розглянемо спочатку термодинамічну рівновагу, тобто випадок, коли всі потоки та термодинамічні сили одночасно рівні.

Цей випадок має практичне значення при визначенні молекулярних мас по седиментації в камері шківа із співвідношення (9) впливає, що при седиментаційній рівновазі вираз у дужках перетворюється в нуль, так як термодинамічні сили дорівнюють нулю:

$$(1 - \rho \mathcal{G}_k) (\omega^2 r + 2[\mathcal{G}\omega]) - (grad \mu_k)_{p,T} = 0 \quad (k=1, 2, \dots, n-1). \quad (10)$$

Одним із методів визначення молекулярних мас полягає у дослідженні швидкості седиментації. Експериментально на нижній частині обода шківа вимірюється швидкість седиментації шару між нанорідиною обода шківа чистою водою. У цьому випадку відмінні від нуля як потоки, так і термодинамічні сили. Маємо феноменологічні рівняння з термодинамічними силами (9). Практично можна знехтувати коріюлісовою силою; тоді для ізотропної системи тензори L_{ik}^a зводиться до скалярів L_{ik}^a і феноменологічні рівняння набувають вигляду

$$J_i^a = \sum_{k,f=1}^{n-1} L_{ik}^a A_{kj}^a \left\{ (1 - \rho \mathcal{G}_j) \omega^2 r - \sum_{m=1}^{n-1} \mu_{jm}^x grad x_m \right\} \frac{1}{T}, \quad (i=1, 2, \dots, n-1), \quad (11)$$

де $grad x_{pr}$ – коефіцієнт на відстані x_{pr} . Вводячи замість феноменологічних коефіцієнтів L_{ik}^a , коефіцієнти дифузії D_{ik}^{bx} , приходимо до наступної форми феноменологічних рівнянь:

$$J_i^a = \sum_{k,f=1}^{n-1} B_{ik}^{ab} D_{kj}^{bx} \left\{ \sum_{m=1}^{n-1} (\mu^x)_{jm}^{-1} (1 - \rho \mathcal{G}_m) \omega^2 r - grad x_j \right\}, \quad (i=1, 2, \dots, n-1). \quad (12)$$

Нижче показано яким чином можна у загальному випадку визначити рухливості наночастинок і як вони пов'язані з коефіцієнтом дифузії. Феноменологічне рівняння має форму (11). Замість того, щоб перетворювати це рівняння до форми (12) записуємо

$$J_i^a = \rho_i M_i \sum_{j=1}^{n-1} U_{ij}^a (1 - \rho \mathcal{G}_j) \omega^2 r - \sum_{j,m=1}^{n-1} B_{ij}^{ab} D_{jm}^{bx} grad x_m, \quad (i=1, 2, \dots, n-1). \quad (13)$$

де M_i – молекулярна маса; U_{if}^a - коефіцієнти рухливості. Вони мають одиницю вимірювання м/с на одиницю сили на моль (або N молекул). З порівняння цього рівняння з (11) видно, що рухливості наночастинок пов'язані з феноменологічними коефіцієнтами таким чином:

$$\frac{1}{T} \sum_{k=1}^{n-1} L_{ik}^a A_{kj}^a = \rho_i M_i U_{ij}^a \quad (i=1, 2, \dots, n-1). \quad (14)$$

При зміні ваги a_k наночастинок величини у правій частині (14) перетворюються таким же чином, як потік J^a або коефіцієнти дифузії D^{ax} . Слід

зазначити, що коефіцієнти рухливості визначаються щодо «довільних» швидкостей систем \mathcal{G}^a , вхідних у J_i^a , тоді як коефіцієнти дифузії визначаються щодо «основної» швидкості \mathcal{G}^b , вибір якої фіксований. Виключаючи феноменологічні коефіцієнти при порівнянні (13) з (12), можна встановити зв'язок між рухливістю та коефіцієнтом дифузії:

$$\rho_i M_i U_{ij}^a = \sum_{k,m=1}^{n-1} B_{ik}^{ab} D_{km}^{bx} (\mu^x)_{mj}^{-1} \quad (i, j=1, 2, \dots, n-1). \quad (15)$$

Цей зв'язок узагальнене співвідношення Фоккера – Ейнштейна. Якщо прийняти $b_k = \mathcal{G}_k \rho_k$ та $x_k = \rho_k$, то співвідношення (15) прийняло би вигляд

$$\rho_i M_i U_{ij}^a = \sum_{k,m=1}^{n-1} B_{ik}^{a0} D_{km} (\mu^\rho)_{mj}^{-1} \quad (i, j=1, 2, \dots, n-1). \quad (16)$$

Для бінарних сумішей ($n = 2$) маємо $B_{11}^{a0} = a_2 / \rho_2 \mathcal{G}_2$. Тоді співвідношення між рухливістю U_{11}^a , яку позначимо просто через U^a і коефіцієнтом дифузії приймає вигляд

$$\rho_i M_i U^a = \frac{a_2}{\rho_2 \mathcal{G}_2} D (\mu^\rho)^{-1}. \quad (17)$$

$$A_{km} = \delta_{km} + \frac{c_m}{c_n} \quad (k, m = 1, 2, \dots, n-1) \quad (18)$$

Цей результат впливає з того, якщо покласти $a_k = c_k$, як це необхідно зробити в тому випадку, коли за швидкість системи відліку вибрано масову швидкість. Градієнти хімічних потенціалів виражаємо через градієнти концентрацій

$$(\text{grad} \mu_m)_{\rho, T} = \sum_{i=1}^{n-1} \mu_{mi}^c \text{grad} c_i \quad (m = 1, 2, \dots, n-1) \quad (19)$$

Матричні елементи μ_{mi}^c мають скорочені позначення для похідних $(\partial \mu_m / \partial c_i)_{\rho, T, c_j}$ ($j \neq i$). Ці елементи становлять також матрицю, як параметри, що характеризують концентрації вибрати з $x_i = c_i$. Феноменологічне рівняння для потоків і термодинамічних сил, що входять (17) з урахуванням (18) і (19) набувають вигляду

$$J'_q = -L_{qq} \frac{\text{grad} T}{T^2} - \sum_{k,m,j=1}^{n-1} L_{qk} \frac{A_{km} \mu_{mj}^c \text{grad} c_j}{T}, \quad (20)$$

$$J_i = -L_{iq} \frac{\text{grad} T}{T^2} - \sum_{k,m,j=1}^{n-1} L_{ik} \frac{A_{km} \mu_{mj}^c \text{grad} c_j}{T} \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (21)$$

причому мають місце співвідношення Онсагера

$$L_{iq} = L_{qi}, \quad L_{ik} = L_{ki} \quad (i, k = 1, 2, \dots, n-1) \quad (22)$$

Коефіцієнти L_{qi} та L_{ik} зв'язані з коефіцієнтами теплопровідності і дифузії.

На підставі синтезу та аналізу поведінки нанорідини в камері складеного шківів бурової лебідки запропоновано рис. 2.

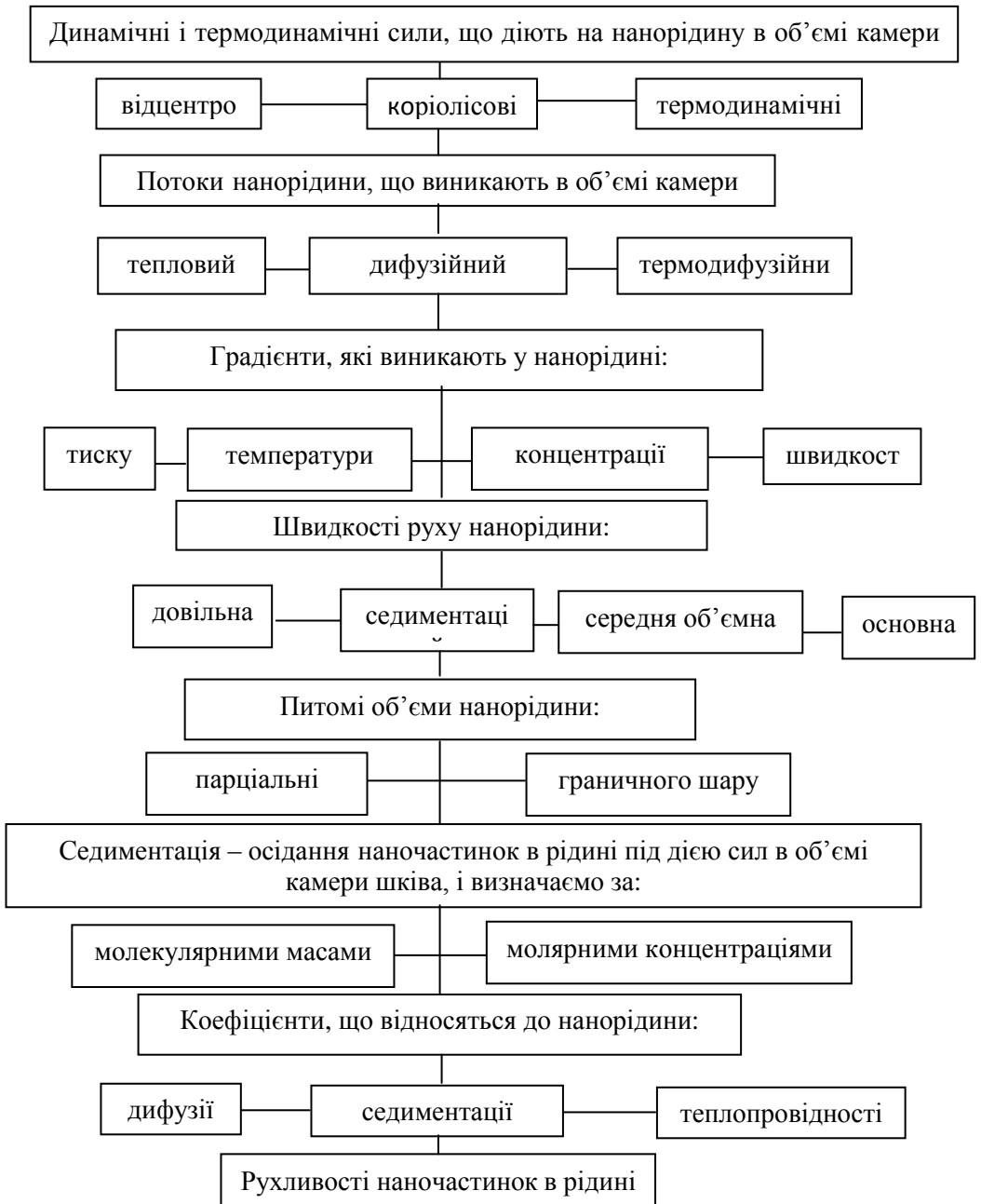


Рис. 2. Сили, що діють на нанорідину седиментації і рухливості наночастинок в об'ємі камери шківів

Коефіцієнти L_{iq} характеризують явище термодифузії, тобто виникнення потоку нанорідини за наявності градієнта температури, як це видно (21). Це явище називається ефектом Сореса у рідинах. Відомо, що існує і зворотнє явище, що полягає у появі теплового потоку за наявності концентрації градієнта, яке називається ефектом Дюфура; його величина залежить від коефіцієнта L_{qk} [10].

У замкнутій камері обода шків при утворенні градієнта температури виникають градієнти концентрації, поки не буде досягнуто кінцевого стаціонарного стану, при якому дифузійні потоки відсутні. При цьому градієнти концентрацій визначаються з урахуванням раніше отриманих формул [16] і тому співвідношення можна записати так

$$D = \frac{n_2}{a_2} RTU^a \left(1 + \frac{\partial \ln f_1}{\partial \ln n_1} \right). \quad (23)$$

Для даної системи коефіцієнт активності $f_1 = 1$ так що отримане співвідношення спрощується до вигляду:

$$D = \frac{n_2}{a_2} RTU^a. \quad (24)$$

Нарешті, якщо не враховувати «молярний» опис, коли ваговий множник $a_2 = n_2$, то отримаємо

$$D = RTU^m, \quad (25)$$

тобто співвідношення Фоккера – Ейнштейна.

Взаємодія наночастинок у рідинних системах охолодження. Зупинимось на низці фізичних явищ. Якщо всі ці явища викликаються електричним струмом, то маємо гальваномангнітні ефекти. Вони зумовлені потоком теплоти і називаються термомагнітними ефектами. Далі ці ефекти можна розділити на поперечні ефекти, коли первинний струм і результуючий ефект мають один напрямок. Крім того, виникає ізотермічний ефект, коли рівний нулю градієнт температури в напрямку, перпендикулярному первинному струму і адіабатичному ефекті, коли дорівнює нулю потік теплоти, перпендикулярний первинному струму.

Розглянемо зарядно-розрядні властивості двох і тришарової структур нанорідин, що знаходяться в порожнинах систем охолодження (рис. 3 а, б, в).

Процесами внутрішньої релаксації заряду в нанорідинах керують явища теплопровідності, які визначаються такими характеристиками, як рухливість носіїв, їх концентрація зарядів на шарах нанорідини та ін. в речовинах, здатних довго утримувати заряд, присутні центри захоплення носіїв, тому рухливості останніх виявляються пригніченими процесами захоплення. Схоже вплив захоплення надає і явища провідності. Окрім власних носіїв заряду в нанорідині можуть бути присутніми і сторонні носії, що інжектуються всередину через границі шарів нанорідини (див. рис. 4 а, б).

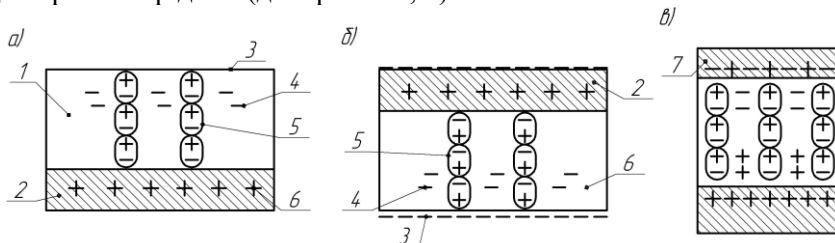


Рис. 3 а, б, в. Схематичний розріз двох (а) та тришарової (б, в) структур шарів нанорідини: 1 – нанорідина; 2, 7 – стінки порожнин; 3, 4, 5, 6 – заряди поверхневі, об'ємні, дипольні (або зміщені), компенсаційні

Наявність у матеріалі різних станів зарядів вільних (делокалізованих) – надає рухливості носіїв різний вплив. Рух електрона чи іона з енергією

поблизу нижнього краю зони провідності є квантово-механічне тунелювання між делокалізованими станами, що лежать за шкалою енергії вище краю рухливості. Цей процес не вимагає будь-якої термічної активації, і відповідні рухливості виявляються відносно високими близько $10 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Для руху електрона, захопленого дрібним рівнем, розташованим по енергії нижче краю рухливості, необхідна певна теплова енергія, що отримується від пар тертя гальма. Процес руху таких електронів є термоактиваційним і зводиться до послідовних переміщень між локалізованими станами, що сприяють виникненню різноманітних потенціалів.

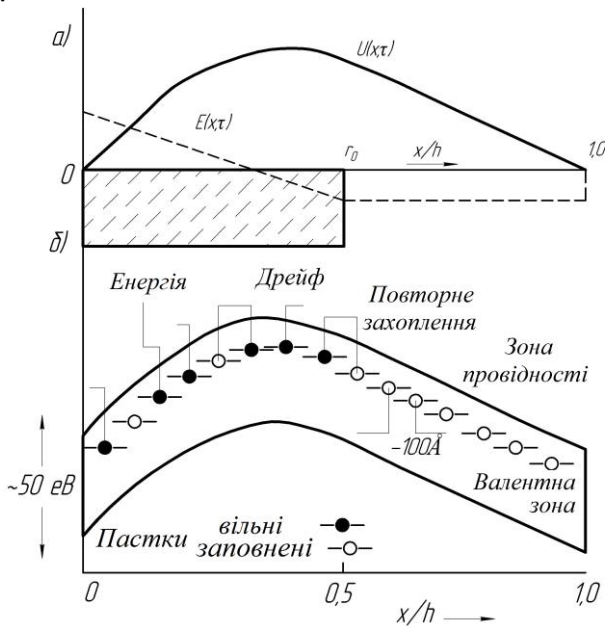


Рис. 4 а, б. Закономірності зміни потенціалу $[U(x, \tau)]$ та напруженості $[E(x, \tau)]$ електричного поля (а) та енергетичних зон шарів нанорідини (б) при взаємодії з металевими стінками порожнин залежно від параметра x/h :

x – координата; h – товщина поверхнього шару нанорідини; r_0 – глибина захоплення носіїв

У багатьох нанорідинах без власних носіїв їх можна створити за допомогою інжекції з шарів наночастинок. Якщо приплив носіїв внаслідок інжекції перевищує потік частинок, що переносяться через об'єм шарів нанорідини, відбувається обмеження струмів полем просторового заряду, що утворюється. У протилежному випадку струми визначаються інтенсивністю інжекції з нанорідини.

Присутність сильних полів змінює величини струмів в радіусі їх обмеження полем просторового заряду. У такому разі градієнт поля викликає зниження енергетичних бар'єрів для захоплених носіїв, причому навіть тоді, коли пастки нейтральні у незайнятому стані.

У лабораторних умовах були проведені дослідження частинок нанорідини (рис. 5 а, б, в). У всіх випадках відносний коефіцієнт теплопровідності (λ_1/λ) збільшувався. Тільки у випадку (рис. 5 в) для розмірів частинок 15 і 35 нм (прямі 1 і 2) істотної відмінності у величинах коефіцієнтів не спостерігалось.

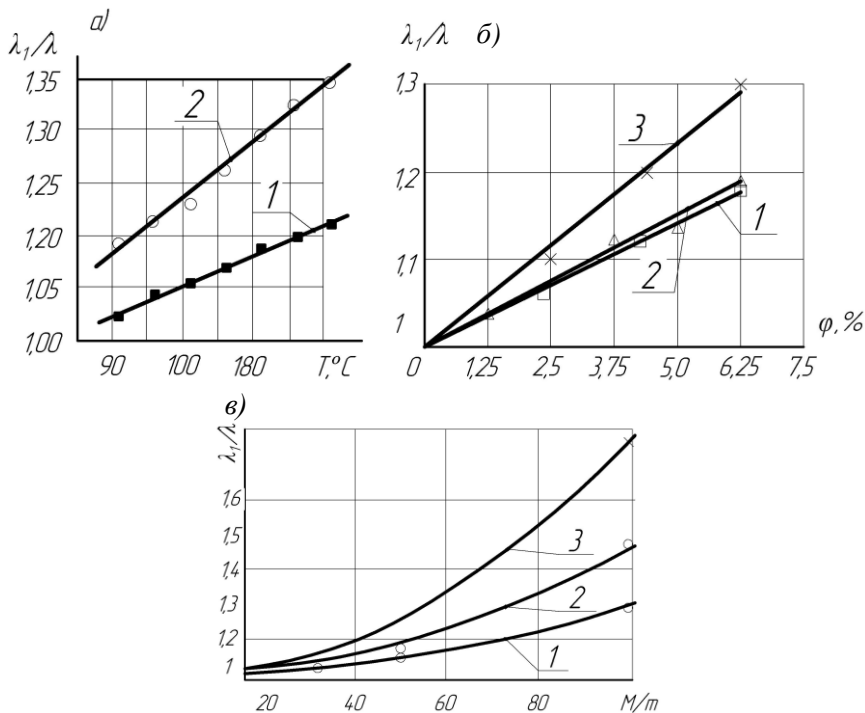


Рис. 5 а, б, в. Закономірності зміни відносного коефіцієнта теплопровідності нанорідини з частинками оксиду алюмінію Al_2O_3 , оповитими полімерною оболонкою з матеріалу ФК-24А залежно від а – температури: 1 – $\varphi = 1\%$; 2 – $\varphi = 4\%$; б - концентрації частинок Al_2O_3 при різних розмірах: 1 – 15 нм; 2 – 35 нм; 3 – 80 нм; в-маси наночастинок при різних об'ємних концентраціях: \circ - $\varphi = 0,12\%$; \diamond - $\varphi = 0,24\%$ (+) - $\varphi = 0,48\%$; m – маса наночастинок та молекул

У більших об'ємах нанорідин у порожнинах складеного шків зазначені закономірності будуть зовсім іншими.

Розрахунки хімічного та електрохімічного потенціалів електронів та іонів нанорідин проводилися за залежностями (26) - (28).

Оцінку зміни хімічного потенціалу електронів в залежності від температури T нанорідини [12] знаходимо з виразу

$$\Delta\varphi_i = (\pi K_\delta)^2 (T^2 - T_0^2) / (4q_e E_F), \quad (26)$$

де $K_\delta = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана; $T - T_0$ – різниця температур, °К; $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона; E_F – енергія Фермі, еВ.

У свою чергу, електрохімічний потенціал іону k -го сорту дорівнює

$$\bar{\mu}_k = \mu_k + z_k E_\phi = \mu_k^0 + RT \ln \alpha_k + z_k E_\phi, \quad (27)$$

де μ_k^0 , μ_k - початкова та кінцева величина потенціалу, z_k – заряд іона;

R – газова стала, $R = \frac{8314}{\mu_s} \frac{\text{Дж}}{(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C})}$; μ_s – молекулярна вага;

число α_k – активність

Характер розподілу локального коефіцієнта тепловіддачі вздовж по поверхні внутрішньої полірованої частини обода складового шків (рис. б) визначався за виразом

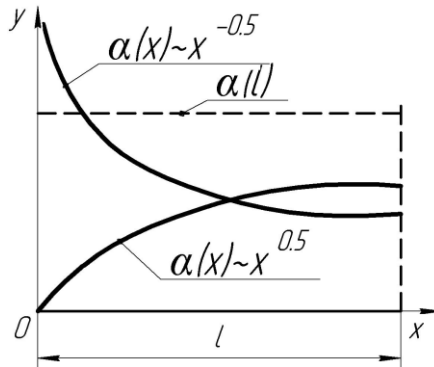


Рис. 6. Залежність локального коефіцієнта тепловіддачі (α) полірованої поверхні обода шків від товщини (δ) нанорідного пограничного шару

$$Nu_1 = \frac{\alpha(x)x_0}{\lambda} = C_1 x^{0.5}, \quad \alpha(x) = C_2 x^{-0.5},$$

де C_1 і C_2 розраховують з умов однозначності рішень. Отже, вздовж поверхні обода шків товщина пограничного шару $\delta_T(x) \sim x^{0.5}$ зростає [11]

$$\frac{\delta_T}{x} = \frac{5}{Re_x^{0.5} \cdot Pr^{0.33}}, \quad (28)$$

де Re , Pr – критерії Рейнольдса, Прандтля.

При цьому місцеве значення коефіцієнта тепловіддачі $\alpha(x) \sim x^{0.5}$ пропорційно зменшується (рис. 6).

Висновок.

Таким чином, показані дифузійні явища в трибоспряженнях і в гальмівних шківках.

Список літератури

1. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Пряжников М. И. Теплофизические свойства наножидкостей и критерии подобия // Письма в Журнал технической физики. 2016, Т.42, №24, С. 9 – 16.
2. Горшков А. В. Обеспечение допустимого температурного уровня форсированных судовых дизелей интенсификацией теплоотдачи в системах охлаждения за счет модификации теплоносителей наночастицами: дисс. ... канд. техн. наук: 05.08.06 / Горшков Роман Владимирович. – Ярославль-2019. – 127 с.
3. Рудяк В. Я. Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных сред. Т. 2. Гидромеханика // Новосибирск: НГАСУ, 2005. 468 с.
4. Choi, E. S., Brooks, J. S., Eaton, D. L., Al-Haik, M. S., Hussiani, M. Y., Garmestani, H, Li, D., Dahmen, K. Enhancement of thermal and electrical properties of carbon nanotube polymer composites by magnetic field processing // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. №9. P. 6034-6039.
5. Wang X., Xu X., Choi S. U. S. Thermal conductivity of nanoparticlefluid mixture // J. Thermophys.Heat Trans. 1999. Vol. 13. №4. P. 474 - 480.
6. Maxwell J. C. A. treatise on electricity and magnetism. 2nd ed. // Oxford: Clarendon Press, 1881. Vol. 1. 435 p.
7. Eastman J. A., Choi S. U. S., Li S., Thompson L. J., Lee S. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids // Materials Research Society. Boston: FallMeeting, 1998. P. 3 – 11.
8. Volchenko, N. Features of the estimation of the intensity of heat exchange in selfventilated disk-shoe brakes of vehicles /Volchenko, N., Volchenko, A., Volchenko, D.,

Poliakov P., Malyk V., Zhuravlev D., Vytvytskyi, V., Krasin, P. // *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2019. – 1/5 (97). – pp. 47-53.

9. Проектный и проверочный расчет фрикционных узлов ленточно-колодочных тормозов буровых лебедок: Стандарт: А. Х. Джанахмедов, Д. А. Вольченко, Н. А. Вольченко, [и др.] // Баку: Апостроф. – 311 с.

10. Пригожин И. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур: Пер. с англ. Ю. А. Данилова и В. В. Белого / И. Пригожин, Д. Кондепуди // М.: Мир, 2002. – 461 с.

11. Трибология: трение, износ, смазка / А. Х. Джанахмедов, А. И. Вольченко, К. Т. Набизаде [и др.] // Баку: Апостроф – А, 2019. 640 с.

12. Volchenko, N. A. Pulse-contact frictional interaction of microprotrusion of frictions pair of brake devices / N. A. Volchenko, D. A. Volchenko, P. A. Polyakov, E. S. Fedotov, A. S. Evchenko // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2019, 560(1), 012194.

13. Volchenko, N. A. Electrochemistry with double electrical layers in frictional interaction metal-polymer tribolink / Volchenko, N. A., Krasin, P. S., Volchenko, D. A., Voznyi, A. V. // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2018, 327(3), 032059.

Стаття надійшла до редакції 19.02.2025 р.

Вольченко Олександр Іванович - докт. техн. наук, професор кафедри будівельних і дорожніх машин Харківський національний автомобільно-дорожній університет, м. Харків, Україна, вул. Ярослава Мудрого, 25, м. Харків, 61002, E-mail: divo99@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0003-0388-8351>.

Вольченко Дмитро Олександрович – докт. техн. наук, професор кафедри видобування нафти і газу Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, тел.: +38 0342 72 71 41, моб. 050-373-82-42, E-mail: divo99@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-1565-749X>

Журавльов Дмитро Юрійович – канд. техн. наук, доцент кафедри технічної механіки, інженерної та комп'ютерної графіки Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76000, тел.: +38 0342 72 71 41, моб. 050- 950-04-18, E-mail: dmytro.2103@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-2045-9631>.

Андрейчиков Євген Юрійович – підполковник, старший викладач кафедри військової підготовки Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, <https://orcid.org/0000-0002-4579-3636>.

Бурава Олександр Степанович – підполковник, старший викладач кафедри військової підготовки, Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, тел.: +38 0342 50 25 06, E-mail: burava2012@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0003-1489-7763>.

Вудвуд Олександр Миколайович - канд. техн. наук, доцент, зав. кафедри підйомно-транспортного та робототехнічного обладнання, Національний університет «Одеська політехніка», м. Одеса, Україна, пр. Шевченка, 1, моб. 096-639-02-02, Email: alex.vudvud@gmail.com, <https://orcid.org/0000-0002-4807-36314>.

Семеній Олександр Михайлович – аспірант кафедри будівельних і дорожніх машин, Харківський національний автомобільно-дорожній університет, вул. Ярослава Мудрого, 25, м. Харків, 61002, E-mail: alexander.psy@gmail.com, <https://orcid.org/0009-0004-2464-6508>.

*O. VOLCHENKO, D. VOLCHENKO, D. ZHURAVLOV, Ye. ANDREJCHIKOV,
O. BURAVA, O. VUDVUD, O. SEMENIY*

DIFFUSION PHENOMENA IN COOLED BRAKE TRIBOSYSTEMS

The materials of the article show that, based on multifactor analysis, nanofluid models have been proposed that take into account in base fluids: collisions between: nanoparticles and molecules; nanoparticles caused by Brownian motion; thermal diffusion of nanoparticles and their interaction with molecules; formation of percolation trajectories with low heat resistance in the fluid; influence of: interfacial and boundary layers during the separation of solid and liquid phases; effect of surface shells; thin nanolayers; particle clustering. The study of nanofluids is reduced to determining their thermal conductivity coefficient. When assessing diffusion in rotating systems with nanofluids, forces, various flows, motion speeds, gradients, specific volumes, sedimentation, emerging coefficients, and porosity of liquid nanoparticles in the chamber were taken into account. The interaction of nanoparticles in liquid cooling systems is considered, and nanofluid flows under heat exchange conditions in the chamber of the pulley rim cooling system are evaluated. The heat transfer coefficient from both metallic and non-metallic friction elements of band-pad brakes can be increased by creating a developed heat exchange surface (using fins or pulley deflectors, making air intakes in the form of ribs, etc.), as well as by placing turbulators in the brake parts, which can be made in the form of a hole in the flange or a system of holes and channels in the pulley. The location of bellows above the brake band, interacting with the pulley flange and connected to the holes in the brake band and in the friction lining, or confusers, diffusers, vortex tubes in pairs "pulley - lining" or "lining - band section" also intensifies the cooling of the friction unit [1]. The listed design solutions are aimed at changing the thermodynamic parameters of the air circulating between the working parts of the brake and, as a result, increasing the efficiency of natural-forced cooling. However, natural-forced cooling of the friction pairs of the belt-pad brake of drilling winches is not able to provide a temperature regime lower than that permissible for the friction lining materials during the lowering of the drill pipe string into the well, and therefore we will proceed to consider forced air-liquid cooling.

Keywords: brake device, friction pairs, nanofluid, diffusion phenomena, sedimentation.

References

1. Rudyak V. Ya., Minakov A. V., Pryazhnikov M. I. Thermophysical properties of nanofluids and similarity criteria // Letters in the Journal of Technical Physics. 2016, Vol. 42, No. 24, p. 9 a.m. to 4 p.m.
2. Horshkov A. IN. Ensuring the permissible temperature level of forced marine diesels by intensification of heat transfer in cooling systems due to the modification of coolants with nanoparticles: diss. ... candidate technical Sciences: 05.08.06 / Horshkov Roman Vladimirovych. – Yaroslavl-2019. - 127 p.
3. Rudyak V. I. Statistical aerohydrodynamics of homogeneous and heterogeneous media. T. 2. Hydrodynamics // Novosibirsk: NGASU, 2005. 468 p.
4. Choi, E. S., Brooks, J. S., Eaton, D. L., Al-Haik, M. S., Hussiani, M. Y., Garmestani, H, Li, D., Dahmen, K. Enhancement of thermal and electrical properties of carbon nanotube polymer composites by magnetic field processing // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. #9. P. 6034-6039.
5. Wang X., Xu X., Choi S. U. S. Thermal conductivity of nanoparticle fluid mixture // J. Thermo-phys. Heat Trans. 1999. Vol. 13. #4. P. 474 - 480.
6. Maxwell J. C. A. treatise on electricity and magnetism. 2nd ed. // Oxford: Clarendon Press, 1881. Vol. 1. 435 p.
7. Eastman J. A., Choi S. U. S., Li S., Thompson L. J., Lee S. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids // Materials Research Society. Boston: FallMeeting, 1998. P. 3 – 11.
8. Volchenko, N. Features of the estimation of the intensity of heat exchange in self-ventilated disk-shoe brakes of vehicles /Volchenko, N., Volchenko, A., Volchenko, D.,

Poliakov P., Malyk V., Zhuravlev D., Vytvytskyi, V., Krasin, P. // Eastern-European Journal of Enterprise Technologies. 2019. – 1/5 (97). - pp. 47-53.

9. Design and verification calculation of friction units of belt-pad brakes of drilling winches: Standard: A. Kh. Dzhankhmedov, D. AND. Volchenko, N. AND. Volchenko, [and others] // Baku: Apostrophe. - 311 p.

10. Prigozhin I. Modern thermodynamics. From heat engines to dissipative structures: Trans. with English Yu. AND. Danilov and V. IN. Belyo / I. Prigozhin, D. Kondepudi // M.: Mir, 2002. – 461 p.

11. Tribology: friction, wear, lubrication / A. Kh. Dzhankhmedov, A. I. Volchenko, K. T. Nabizade [and others] // Baku: Apostrophe – A, 2019. 640 p.

12. Volchenko, N. A. Pulse-contact frictional interaction of microprotrusion of friction pair of brake devices / N. A. Volchenko, D. A. Volchenko, P. A. Polyakov, E. S. Fedotov, A. S. Evchenko // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2019, 560(1), 012194.

13. Volchenko, N. A. Electrochemistry with double electrical layers in frictional interaction metal-polymer tribolink / Volchenko, N. A., Krasin, P. S., Volchenko, D. A., Voznyi, A. V. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2018, 327(3), 032059.

Volchenko Oleksandr Ivanovich - Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Construction and Road Machinery, Kharkiv National Automobile and Road University, Kharkiv, Ukraine, Yaroslava Mudryho St., 25, Kharkiv, 61002, E-mail: divo99@ukr.net. <https://orcid.org/0000-0003-0388-8351>.

Volchenko Dmytro Oleksandrovich - Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Oil and Gas Production, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, tel.: +38 0342 72 71 41, mob. 050-373- 82-42, E-mail: divo99@ukr.net. <https://orcid.org/0000-0002-1565-749X>

Zhuravlev Dmytro Yuriyovych – Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of the Department of Technical Mechanics, Engineering and Computer Graphics Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, Karpatska St., 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76000, tel.: +38 0342 72 71 41, mob. 050- 950-04-18, E-mail: dmytro.2103@ukr.net. <https://orcid.org/0000-0002-2045-9631>.

Andreychikov Yevhen Yuriyovych – Lieutenant Colonel, Senior Lecturer of the Department of Military Training Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, <https://orcid.org/0000-0002-4579-3636>.

Burava Oleksandr Stepanovych – Lieutenant Colonel, Senior Lecturer, Department of Military Training, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, Karpatska St., 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, tel.: +38 0342 50 25 06, E-mail: burava2012@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0003-1489-7763>.

Vudvud Oleksandr Mykolayovych - Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Head of the Department of Lifting and Transporting and Robotic Equipment, Odessa Polytechnic National University, Odessa, Ukraine, ave. Shevchenko, 1, mob. 096-639-02-02, Email: alex.vudvud@gmail.com. <https://orcid.org/0000-0002-4807-3634>.

Semeniy Oleksandr Mykhailovych - graduate student of the Department of Construction and Road Machinery, Kharkiv National Automobile and Road University, st. Yaroslava Mudrogo, 25, Kharkiv, 61002, E-mail: alexander.psy@gmail.com, <https://orcid.org/0009-0004-2464-6508>.