

РОЗДІЛ «ТЕПЛОТЕХНІКА. ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА»

УДК 658.26

КЛІМОВ Р.О., к.т.н., доцент

Дніпродзержинський державний технічний університет

ПРИСТРІЙ ДЛЯ ЕМУЛЬГУВАННЯ ВОДОМАЗУТНИХ ПАЛИВ

Вступ. Як відомо, емульсійні середовища являють собою суміш з двох взаємозмішуваних рідин, одна з яких представляє собою дисперсне середовище, а інша – несуче. Водомазутні емульсії представляють собою велику кількість дрібних крапель води, які знаходяться в несучому середовищі (мазуті). Середовища, в яких мазут є дисперсною речовиною, практично не зустрічаються. Чим менший розмір дисперсного середовища (води) буде мати емульсія, тим краща її стійкість до розшарування. Для досягнення однорідного складу та якомога меншого розміру часток емульсії використовують різні класи апаратів. У багатьох галузях промисловості, де реалізуються процеси емульгування, диспергування і гомогенізації гетерогенних систем широкого поширення набули апарати змішувального типу або апарати, засновані на принципі дискретно-імпульсного введення енергії (гідродинамічні апарати роторно-пульсаційного або роторно-імпульсного типу) [1-4]. Через свою простоту і досить надійну роботу також застосовуються апарати, в яких реалізується механізм адіабатного закипання перегрітого потоку рідини (вакуумні гомогенізатори) [1]. Найменшими енерговитратами на процес дроблення дисперсної фази емульсії характеризуються установки, в яких використаний принцип дискретно-імпульсного введення енергії. Однією з останніх розробок є пристрій, в якому використовується плоский вихровий апарат для змішування [4].

Постановка задачі. Метою роботи є створення пристрою для досягнення найбільш однорідного розподілу часток за розмірами, при цьому без використання будь-яких механічних пристроїв для подрібнення.

Результати роботи. У даній роботі для досягнення нестабільностей та подальшого дроблення часток дисперсної фази будемо використовувати різке скидання тиску. Внаслідок цього порушується рівноважний стан та виникає майже миттєве закипання легкокиплячого компонента емульсії (води). Як відомо, будь-яке емульсійне середовище складається з часток різних розмірів дисперсної фази. Ці частки при такому різкому скиданні тиску формують на своїй поверхні, а саме в місці розташування поверхнево-активної речовини парові зародки, які потім можуть бути злиті до деякого визначеного розміру парового прошарку. Цей паровий прошарок, якщо використовувати водомазутні палива, буде сформований з закипаючої води. Швидкість та відповідні прискорення руху границі розділу парової фази та несучого середовища для часток різних розмірів будуть значно відрізнятися як за величиною, так і за зміною в часі. З тієї безлічі часток, які розподілені в емульсійному середовищі, та у відповідності до характерних відстаней цього розташування з великою ймовірністю біля достатньо великих часток буде розташована мала за розміром частка, яка буде відігравати роль джерела сили, що призводить до руйнування як парового прошарку, так і самої частки дисперсної речовини. Ці сили можуть бути викликані як швидкістю руху границі розділу або взагалі частки, так і відповідним прискоренням. Саме процес закипання відносно невеликого розміру часток легкокиплячої рідини в порівнянні з основною масою, а отже і поява парових зародків та подальше їх зростання, буде формувати цю силу. Відмінності в часі формування парових зародків в різних точках об'єму середовища будуть лише посилювати динамічну дію при закипанні.

У розробленій установці реалізуються найраціональніші в енергетичному плані пристрої, що використовують явища адіабатного закипання перегрітих рідин в ємності спільно з плоским вихровим апаратом. Поєднання таких методів і пристроїв дозволяє в досить широких межах регулювати необхідний ступінь дисперсності одержуваних емульсій. Сама назва пристрою говорить про те, що в ньому реалізуються два основні процеси: гідродинамічне і термічне дроблення дисперсної фази, які суттєво доповнюють один одного. Розроблений пристрій для гідротермічного емульгування представлено на рис.1.

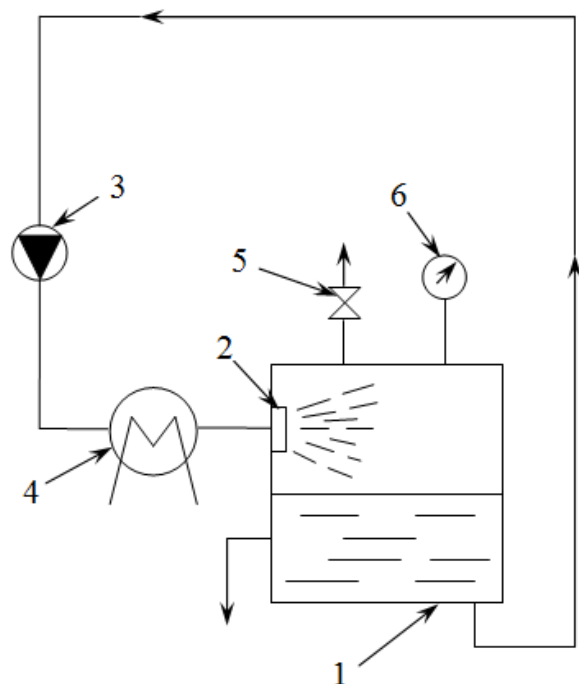


Рисунок 1 – Пристрій для гідротермічного емульгування

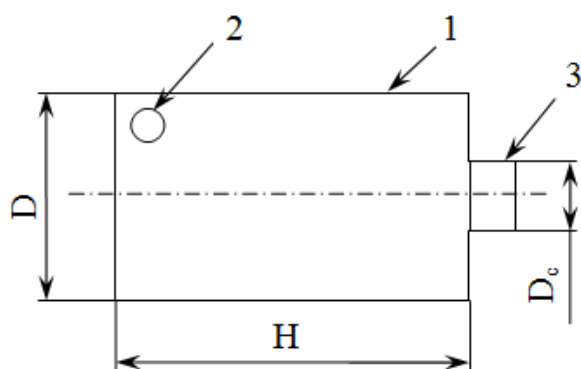


Рисунок 2 – Схема вихрового апарату

Емульсійне середовище проходить через теплообмінник 4 (рис.1), де нагрівається до температури $130\div 150^{\circ}\text{C}$. Для виключення передчасного закипання середовища тиск в системі підтримується насосом 3 на рівні $5\div 8$ бар, що більше, ніж тиск насичення води для даних температур. Тиск контролюється за допомогою манометра 6. Після цього емульсійне середовище надходить в вихровий апарат 2, де до нього підмішують необхідну кількість поверхнево-активних речовин (ПАР). Основний процес дроблення дисперсної фази емульсії відбувається в ємності 1. Для цього тиск в даній ємності за допомогою скидного клапана 5 різко знижується до атмосферного. Тим самим ініціюються процеси закипання легкокиплячої фази емульсії і подальше дроблення дисперсних часток.

Вихровий апарат, показаний на рис.2, також може бути використаний для процесів дроблення часток дисперсної фази і одержання стійкої до розшарування емульсії. Підведене тангенціально в циліндричну ємність 1 через патрубок 2 (рис.2) емульсійне

Цей пристрій призначений для отримання водомазутних палив з певним розміром роздроблених часток води. Він складається з живильного колектора і патрубка, ємності 1 (рис.1), апарата для змішування 2, насоса 3, теплообмінника 4, скидного клапана 5 і манометра 6. Установка відрізняється від існуючих тим, що апарат для змішування (рис.2) виконаний у вигляді вихрового пристрою із співвідношеннями $\frac{D}{H} = 0,3 \div 0,45$, $\frac{D_c}{D} = 0,2 \div 0,25$.

Водомазутне середовище подається в вихровий апарат для змішування з температурою $130\div 150^{\circ}\text{C}$ і тиском $5\div 8$ бар.

Вихровий апарат з істотно турбулізованою течією забезпечує рівномірний розподіл поверхнево-активних речовин, що вводяться через патрубок по всьому об'єму апарата за один прохід (без рециркуляції).

Пристрій працює таким чином. Емульсійне середовище проходить через теплообмінник 4 (рис.1), де нагрівається до температури $130\div 150^{\circ}\text{C}$. Для виключення передчасного закипання середовища тиск в системі підтримується насосом 3 на рівні $5\div 8$ бар, що більше, ніж тиск насичення води для даних температур. Тиск контролюється за допомогою манометра 6. Після цього емульсійне середовище надходить в вихровий апарат 2, де до нього підмішують необхідну кількість поверхнево-активних речовин (ПАР). Основний процес дроблення дисперсної фази емульсії відбувається в ємності 1. Для цього тиск в даній ємності за допомогою скидного клапана 5 різко знижується до атмосферного. Тим самим ініціюються процеси закипання легкокиплячої фази емульсії і подальше дроблення дисперсних часток.

середовище створює всередині апарата вихровий рух, що характеризується досить високими значеннями радіальних і тангенціальних складових швидкості і прискорення, які в свою чергу можуть призвести до появи гідродинамічної нестійкості. При цьому в центральній частині апарата створюється область зниженого тиску. Через перепад тисків, що виникає всередині емульсійного потоку і на поверхні зони зниженого тиску, можуть ініціюватися теплові процеси закипання водної фази емульсії, які призведуть до підвищення локальних значень швидкостей і прискорень потоку і, як наслідок, до дроблення дисперсних часток. Одержуване при цьому емульсійне середовище відводиться через патрубок 3 (рис.2) в ємність 1 (рис.1).

За певних умов робота вихрового апарата може стати нестабільною, аж до повного припинення процесу розподілу ПАР в емульсійному потоці. Це викликано тим, що може відбутися досить швидкоплинний процес пароутворення і, як наслідок, утворений об'єм пари не дозволяє підняти продуктивність даного пристрою через досягнення в вихідному отворі критичної витрати, після досягнення якої апарат вже не може підвищити своє навантаження, оскільки значно зростають швидкості витікання парорідинної суміші і гідравлічний опір вихідного отвору апарата. Для того, щоб вихровий апарат працював раціонально, тобто забезпечував задану витрату емульсійної середовища і необхідний розподіл ПАР, були прийняті певні значення співвідношень діаметра та висоти апарата, діаметра вихідного сопла і діаметра апарата, наведені вище і визначені за методикою [4].

В установці на рис.1 дроблення дисперсної фази може також здійснюватися через значну швидкість витікання емульсійного середовища в об'єм ємності 1. При цьому витікання може відбуватися як в газовий об'єм ємності, так і в об'єм рідини. Витікання середовища з певною швидкістю (з відповідним прискоренням) може також призвести до появи нестабільностей, які призведуть до подрібнення дисперсної фази емульсії.

Таким чином, в цьому пристрої реалізуються відразу кілька режимів дроблення. Можна здійснити як одночасне протікання цих режимів, так і використовувати певні з них. Наприклад, в ємність 1 (рис.1) подається емульсійне середовище. У певні моменти часу спрацьовує скидний клапан 5. Тим самим ініціюються та одночасно протікають ефекти: розподілу поверхнево-активних речовин і дроблення часток дисперсної фази у вихровому апараті 2; додатковий процес дроблення при витіканні в простір ємності 1 через збільшення швидкості витікання в результаті перепаду тисків, створюваного насосом 3 і атмосферного; останнім етапом є дроблення в ємності 1 через різке зниження тиску до атмосферного.

Зрозуміло, що період спрацювання скидного клапана повинен вибиратися виходячи з умови, як швидко тиск в ємності може бути піднятий насосом 3 до рівня рівноважного у всій системі. Отримана емульсія, з необхідним дисперсним складом, може бути видалена з пристрою за допомогою відводу в ємності.

Висновки. Розроблений пристрій для гідротермічного емульгування дозволяє об'єднати в собі комплекс найбільш раціональних в енергетичному плані методів дроблення дисперсної фази емульсії, реалізованих в трьох точках пристрою, і розподілу в ній поверхнево-активних речовин, чого немає в жодному існуючому пристрої для диспергування, емульгування або гомогенізації.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шурчкова Ю.А. Новый класс аппаратов для диспергирования жидкостей путем дискретно-импульсного ввода энергии // Пром. теплотехника. – 1998. – Т.20. – №3. – С.14-18.
2. Басок Б.И. Оборудование для получения и обработки высоковязких дисперсных сред / Б.И.Басок, А.П.Гартвиг // Пром. теплотехника. – 1996. – Т.18. – №1. – С.50-56.

3. Новиков В.С. Гомогенизация и диспергирование в современной технологии / Новиков В.С. // Пром. теплотехника. – 1990. – Т.12. – №5. – С.40-59.
4. Павленко А.М. Энергетические характеристики вихревого аппарата / А.М.Павленко, О.А.Крюковская // Системные технологии: региональный межвузовский сборник научных трудов. – Днепропетровск. – 2005. – Выпуск 4 (39). – С.84-89.

Надійшла до редколегії 18.01.2016.

УДК 536.21

ГОРБУНОВ А.Д., д.т.н., профессор
УКЛЕИНА С.В., аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

К РАСЧЕТУ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ КОЭФФИЦИЕНТЕ ТЕПЛООБМЕНА И ТЕМПЕРАТУРЕ СРЕДЫ

Введение. Данная задача ввиду сложности и громоздкости получаемых решений называется квазинелинейной. К настоящему времени имеется достаточно много приближенных аналитических методов решения задач теплопроводности с нелинейностью II рода [1].

В статьях [2, 3] методика расчета сводится к решению интегрального уравнения, полученного из анализа задачи теплопроводности при граничных условиях (ГУ) II рода. В предлагаемой работе сделана попытка получения интегрального уравнения через ГУ III рода. Наиболее полно задача решена в [3], но только для плоских тел и без расчета среднemasсовой и центральной температур.

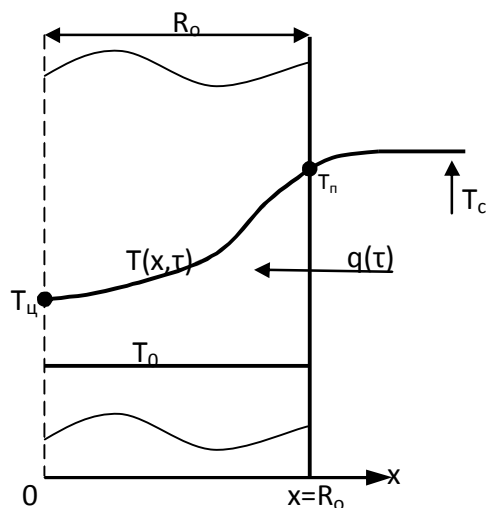


Рисунок 1 – К постановке задачи теплопроводности

Постановка задачи. Математическая постановка задачи симметричного нагрева тел простой геометрической формы от начальной температуры T_0 до температуры среды $T_c(\tau)$ имеет вид (рис.1):

$$\frac{\partial \theta(X, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{k-1}{X} \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\theta(X, 0) = \theta_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta(0, Fo)}{\partial X} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta(1, Fo)}{\partial X} = Q(Fo), \quad (4)$$

где относительные температуры: $\theta = T(x, \tau)/T_x$ – текущая; $\theta_0 = T_0/T_x$ – начальная; $\theta_c = T_c/T_x$ – среды; $\theta_n(Fo) = \theta(1, Fo)$ – на поверхности; T_x – характерная или масштабная температура, например, температура окружающей среды в начальный момент времени $T_x = T_{c,0}$; $X = x/R_0$; $Fo = a\tau/R_0^2$ – число Фурье; $Bi = \alpha R_0/\lambda$ – число Био; k – фактор геометрической формы, равный 1, 2, 3 соответственно для пластины, цилиндра и шара.

Здесь относительный тепловой поток на поверхности

$$Q(\text{Fo}) = \text{Bi}(\text{Fo}) \cdot [\theta_c(\text{Fo}) - \theta_n(\text{Fo})]. \quad (5)$$

Результаты работы. Следуя Э.М.Гольдфарбу [4], зададимся полем температур в виде

$$\theta(X, \text{Fo}) = \theta_n(\text{Fo}) - \Delta\theta(\text{Fo}) \cdot V(X) \quad \text{или} \quad \theta(X, \text{Fo}) = \theta_n(\text{Fo}) + Q(\text{Fo}) \cdot V(X) / K_2, \quad (6)$$

где $\Delta\theta = \theta_n - \theta_u$; θ_u – температура в центре; K_2 – коэффициент усреднения теплового потока; $V(X)$ – относительная функция распределения температур от центра тела $X = 0$ до поверхности при $X = 1$. Преимуществом введения этой функции является то, что она характеризует распределение температур по сечению тела для любого момента времени в стадии регулярного режима нагрева (РРН) и, таким образом, не зависит от времени. При малых числах Био $V(X) = 1 - X^2$.

Применяя к соотношению (6) операцию усреднения [4], получим интегральное уравнение

$$\theta_{cp}(\text{Fo}) = \theta_0 + k \int_0^{\text{Fo}} Q(\eta) \cdot d\eta = \theta_n(\text{Fo}) - \tilde{g} \cdot Q(\text{Fo}), \quad (7)$$

где $\tilde{g} = V_{cp} / K_2$; $V_{cp} = k \int_0^1 V(X) \cdot X^{k-1} \cdot dX$ – среднее значение функции распределения,

при умеренных числах Био $V_{cp} = 2g$, $K_2 = 2$ и $\tilde{g} = g = 1/(k+2)$.

Полученное соотношение можно назвать уравнением связи между тепловым потоком, среднemasсовой и поверхностной температурами в квазистационарной стадии нагрева (охлаждения) тел правильной геометрической формы.

Введем коэффициент термической массивности тела (КТМТ) $m(\text{Fo}) = 1 + \tilde{g} \cdot \text{Bi}(\text{Fo})$. Тогда интегральное уравнение (7) с учетом начального условия (2) и теплового потока (5) примет вид:

$$m(\text{Fo}) \cdot \theta_n(\text{Fo}) = \theta_0 + k \int_0^{\text{Fo}} Q(\eta) \cdot d\eta + \tilde{g} \cdot Q_c(\text{Fo}), \quad (8)$$

где $Q_c(\text{Fo}) = \text{Bi}(\text{Fo}) \cdot Q_c(\text{Fo})$ – известный тепловой поток со стороны окружающей среды.

Из теории дифференциальных уравнений известно, что решением дифференциального уравнения первого порядка

$$y' + f(x) \cdot y = G(x) \quad (9)$$

будет

$$y(x) = e^{-F(x)} \left[C + \int_0^x e^{F(x)} \cdot G(x) \cdot dx \right],$$

где C – постоянная интегрирования; $F(x) = \int_0^x f(x) \cdot dx$.

Дифференцируя интегральное уравнение (8) с учетом (5) по времени Fo и приводя его к каноническому виду (9), получим выражение для расчета температуры поверхности

$$\theta_n(\text{Fo}) = e^{-F(x)}[\theta_* + J(\text{Fo})], \quad (10)$$

где $x = \text{Fo}$, $F(x) = \tilde{\text{Fo}} + \ln \frac{m(\text{Fo})}{m_0}$, $e^{-F(x)} = \frac{m_0}{m(\text{Fo})} \cdot e^{-\tilde{\text{Fo}}}$; $e^{F(x)} = \frac{m(\text{Fo})}{m_0} \cdot e^{\tilde{\text{Fo}}(x)}$,

$$\tilde{\text{Fo}} = k \int_0^{\text{Fo}} b(\eta) \cdot d\eta = \frac{k}{g} \left[\text{Fo} - \int_0^{\text{Fo}} \frac{d\eta}{m(\eta)} \right] \approx A \cdot \text{Fo} \quad - \text{модифицированное число Фурье;}$$

$b(\text{Fo}) = \text{Bi}(\text{Fo})/m(\text{Fo})$ – эквивалентное или эффективное число Био;

$$J(\text{Fo}) = \int_0^{\text{Fo}} e^{F(x)} \cdot G(x) \cdot dx = A_1 \cdot J_1(\text{Fo}) + A_2 \cdot J_2(\text{Fo}), \quad J_1 = \int_0^{\text{Fo}} e^{A \cdot x} \cdot Q_c(x) \cdot dx,$$

$$J_2(\text{Fo}) = \int_0^{\text{Fo}} e^{A \cdot x} \cdot \dot{Q}_c(x) \cdot dx, \quad A_1 = k/m_0, \quad A_2 = \tilde{g}/m_0, \quad A = k \cdot (1 - 1/\bar{m})/\tilde{g},$$

$G(x) = [k \cdot Q_c(x) + \tilde{g} \cdot \dot{Q}_c(x)]/m(x)$, $\dot{Q}_c(x) = dQ_c(\text{Fo})/d\text{Fo} \equiv \dot{\text{Bi}} \cdot \theta_c + \text{Bi} \cdot \dot{\theta}_c$ – производная по времени; $m_0 = 1 + \tilde{g} \cdot \text{Bi}_0$ – КТМТ в начале процесса нагрева; $\text{Bi}_0 = \text{Bi}(0)$,

$m(\text{Fo}) = 1 + \tilde{g} \cdot \text{Bi}(\text{Fo})$, $\bar{m} = 1 + \tilde{g} \cdot \bar{\text{Bi}} \approx 0,5 \cdot (m_0 + m(\text{Fo}))$, $\bar{\text{Bi}} = \frac{1}{\text{Fo}} \int_0^{\text{Fo}} \text{Bi}(\eta) \cdot d\eta$ – среднее по

времени число Био.

Постоянная интегрирования $\theta_* = \theta_n(0)$ находится из интегрального уравнения (8) при времени $\text{Fo} = 0$, т.е. $\theta_* = (\theta_0 + \tilde{g} \cdot Q_{c,0})/m_0$; $Q_{c,0} = \text{Bi}_0 \cdot \theta_c(0)$.

С целью упрощения расчетов, т.е. уменьшения числа интегрирований, произведем в J_2 операцию интегрирования по частям

$$\int U \cdot dV = U \cdot V - \int V dU;$$

$$J_2(\text{Fo}) = \int_0^{\text{Fo}} e^{A \cdot x} \cdot \dot{Q}_c(x) \cdot dx = U_V - A \int_0^{\text{Fo}} e^{A \cdot x} \cdot Q_c(x) \cdot dx \equiv U_V - A \cdot J_1(\text{Fo}).$$

Тогда общий интеграл в (10) станет

$$J(\text{Fo}) = A_2 \cdot U_V + A_3 \cdot J_1(\text{Fo}), \quad (11)$$

где $A_3 = A_1 - A \cdot A_2$; $U_V = (U \cdot V)_0^{\text{Fo}} = e^{\tilde{\text{Fo}}} \cdot Q_c(\text{Fo}) - Q_{c,0}$.

После определения температуры поверхности по выражению (10) из (5) легко находится тепловой поток $Q(\text{Fo})$, а затем по уравнению (7) среднemasовая температура:

$$\theta_{cp}(\text{Fo}) = \theta_0 + k \int_0^{\text{Fo}} Q(\eta) \cdot d\eta$$

или приближенно, но упрощенно

$$\theta_{cp}(\text{Fo}) = \theta_n(\text{Fo}) - \tilde{g} \cdot Q(\text{Fo}). \quad (12)$$

Ввиду сложной зависимости от времени температуры поверхности (10) и трудностей в интегрировании (12) взамен среднемассовой температуры (12) можно приближенно использовать температуру θ^{TTT} модели термически тонкого тела (ТТТ). Дифференцируя (12) по времени Fo и полагая в нем $\theta_{cp} = \theta_n = \theta$, получим дифференциальное уравнение в каноническом виде (9): $\dot{\theta}(x) + k \cdot Bi(x) \cdot \theta(x) = Q_c(x)$ решением которого будет

$$\theta(Fo) \equiv \theta^{TTT} = \exp\left(-k \int_0^{Fo} Bi(x) \cdot dx\right) \cdot \left[\theta_0 + \int_0^{Fo} \exp\left(k \int_0^{\eta} Bi(x) \cdot dx\right) \cdot Q_c(x) \cdot dx\right]. \quad (13)$$

Температуру в центре тела определим из уравнения (6) при $X = 0$ и $V(0) = 1$:

$$\theta_u(Fo) = \theta_n(Fo) - Q(Fo)/K_2 \equiv H(Fo) \cdot \theta_n(Fo) - Q_c(Fo)/K_2, \quad (14)$$

где $H(Fo) = 1 + Bi(Fo)/K_2$.

Время инерционного периода Fo_1 найдем из условия достижения в центре значения заданной температуры $\theta_{u.3}(Fo_1) = \theta_0 + \varepsilon_n$, где $\varepsilon_n = 5\% = 0,05$ условно можно трактовать как степень прогрева центральных точек тела. Тогда из выражения (14) можно вычислить заданную температуру поверхности, которая наступит в конце начальной стадии (НС):

$$\theta_{n.3} = \frac{1}{H(Fo_1)} \left[\theta_{u.3} + \frac{Q_c(Fo_1)}{K_2} \right]. \quad (15)$$

Окончательно время инерционного периода найдем из уравнения (10) согласно условию

$$\theta_n(Fo_1) = \theta_{n.3}. \quad (16)$$

Ввиду сложности (11), уравнение (16) должно решаться методом последовательных приближений. Нулевое приближение получим из (10) при $J(Fo) = 0$:

$$Fo_1 = -\frac{(1-1/\bar{m})}{k(k+2)} \cdot \ln \frac{m(Fo_1) \cdot \theta_*}{m_0 \cdot \theta_{n.3}}, \quad (17)$$

где $\bar{m} = (m_0 + m(Fo_1))/2$ – среднеарифметическое значение КТМТ.

Можно также положить в (5) $\theta_n = \theta_{u.3}$ и использовать предложенную в [5] формулу

$$\tilde{Fo}_1 = \frac{1}{Q(Fo_1)} \int_0^{Fo} Q(\eta) \cdot d\eta = \frac{g}{2}. \quad (18)$$

Обычно время инерционного периода мало и на отрезке времени $0 \leq Fo < Fo_1$ тепловой поток в уравнении (5) можно считать постоянным, тогда выражение (18) упрощается до вида:

$$Fo_1 = 1/[2(k+2)]. \quad (19)$$

Проверку разработанной методики расчета на адекватность проведем путем сопоставления с численным решением [3] нагрева пластины ($k = 1$) от начальной темпе-

ратуры $\theta_0 = 0,15$ с нестационарным числом Био $Bi(Fo) = Bi_0 \cdot e^{Fo}$ и переменной температурой среды

$$\theta_c(Fo) = 1 + Pd \cdot Fo, \quad (20)$$

где $Bi_0 = 0,5$ и $Pd = 0,075$ – критерий Предводителяева.

Подставляя в уравнение (10) и (11) $Bi(Fo)$ и $\theta_c(Fo)$ из (20) и производя интегрирование, получим

$$J_1(Fo) = \frac{Bi_0}{A+1} \left[e^{(A+1) \cdot Fo} - 1 + \frac{Pd \cdot \left(1 + e^{(A+1) \cdot Fo} \left((A+1) \cdot Fo - 1 \right) \right)}{A+1} \right]. \quad (21)$$

Числовой пример. Дадим пример расчета при времени $Fo = 0,5$. По формулам (20) число Био $Bi(0,5) = Bi_0 \cdot e^{Fo} = 0,5 \cdot e^{0,5} = 0,824$, температура среды $\theta_c(0,5) = 1 + 0,075 \cdot 0,5 = 1,0375$. Тепловой поток от среды $Q_c = Bi \cdot \theta_c = 0,824 \cdot 1,0375 = 0,855$.

В начальный момент времени при $Fo = 0$: $Bi = Bi_0 = 0,5$; $Q_{c,0} = 0,5 \cdot 1 = 0,5$. Коэффициент термической массивности тела (КТМТ) при $\tilde{g} = g = 1/3$ $m_0 = 1 + g \cdot Bi_0 = 1 + 0,5/3 = 7/6 = 1,167$ и текущий $m(0,5) = 1 + g \cdot Bi(0,5) = 1 + 0,824/3 = 1,275$. Среднеарифметический $\bar{m} = (m_0 + m(Fo))/2 = (1,167 + 1,275)/2 = 1,221$; $A = k(1 - 1/\bar{m})/g = 3 \cdot (1 - 1/1,221) = 0,542$; модифицированное число Фурье $\tilde{Fo} = A \cdot Fo = 0,271$. Начальная температура поверхности $\theta_* = (\theta_0 + g \cdot Q_{c,0})/m_0 = (0,15 + 0,5/3)/1,167 = 0,271$.

Коэффициенты: $A_1 = k/m_0 = 6/7$, $A_2 = g/m_0 = 2/7$, $A_3 = A_1 - A_2 \cdot A = 6/7 - 2 \cdot 0,542/7 = 0,702$; $U_v = e^{\tilde{Fo}} \cdot Q_c(x) - Q_{c,0} = e^{0,271} \cdot 0,855 - 0,5 = 0,622$.

Интеграл J_1 по формуле (21)

$$J_1(0,5) = \frac{0,5}{0,542+1} \left[e^{(0,542+1) \cdot 0,5} - 1 + \frac{0,075 \cdot \left(1 + e^{(0,542+1) \cdot 0,5} \left((0,542+1) \cdot 0,5 - 1 \right) \right)}{0,542+1} \right] = 0,38.$$

Суммарный интеграл по уравнению (11) $J(0,5) = (2/7) \cdot 0,622 + 0,702 \cdot 0,38 = 0,44$.

Температура поверхности по формуле (10) $\theta_n(0,5) = \frac{7/6}{1,275} \cdot e^{-0,271} [0,271 + 0,44] = 0,498$.

По выражению (14) температура в центре $\theta_u(0,5) = (1 + 0,824/2) \cdot 0,498 - 0,855/2 = 0,276$. Время инерционного периода по формуле (19) $Fo_1 = 1/6 = 0,167$.

Результаты расчетов при других числах Фурье приведены в табл.1, а на рис.2 – температурная диаграмма нагрева пластины от $\theta_0 = 0,15$ при нестационарном числе Био и температуре среды, изменяющейся по уравнению (20).

Из анализа данных табл.1 и рис.2 следует, что погрешность определения температур не превышает 6% и ее можно считать вполне приемлемой для инженерных расчетов.

Теперь данных достаточно для определения термических напряжений. Согласно [5] относительные осевые термонапряжения в любой точке

$$\tilde{\sigma}(X, Fo) = \theta_{cp}(Fo) - \theta(X, Fo), \quad (22)$$

на поверхности (при $X = 1$)

$$\tilde{\sigma}_n(Fo) = \theta_{cp}(Fo) - \theta_n(Fo) \quad (23)$$

Таблица 1 – Динамика изменения во времени температур поверхности θ_n и центра θ_y пластины, рассчитанная по методу конечных разностей (МКР) [3] и по предлагаемой методике

Число Фурье Fo	$\theta_n(\text{Fo})$		$\theta_y(\text{Fo})$	
	МКР [3]	По уравнению (10)	МКР [3]	По уравнению (14)
0	0,15	0,15	0,15	0,15
0,4	0,48228	0,45365	0,28537	0,23870
0,5	0,53581	0,49802	0,33261	0,27602
0,6	0,57813	0,55062	0,36663	0,32542
0,7	0,62749	0,59959	0,41221	0,37157
0,8	0,66933	0,64842	0,44817	0,41943
0,9	0,71581	0,6968	0,49873	0,46886
1	0,75512	0,74438	0,52662	0,51971
1,1	0,81232	0,79084	0,60754	0,57178
1,2	0,84873	0,83588	0,64612	0,62495
1,3	0,88637	0,87924	0,69331	0,67903
1,4	0,92243	0,92071	0,74222	0,73387
1,5	0,95561	0,96009	0,77013	0,78933
1,6	0,98031	0,99725	0,79474	0,84526
1,7	0,99984	1,03211	0,82008	0,90156

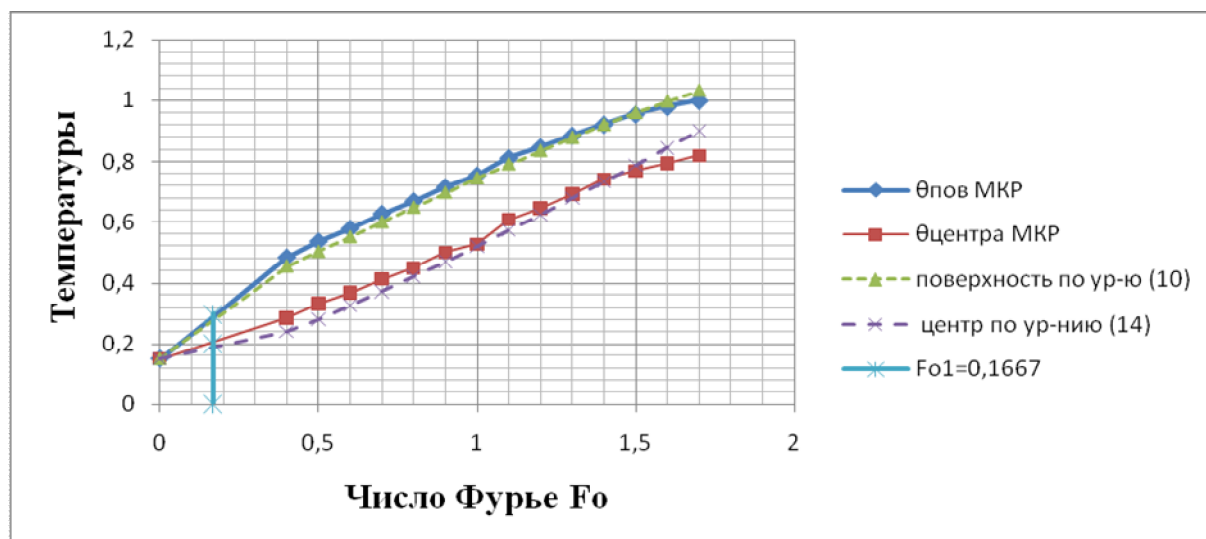


Рисунок 2 – Температурная диаграмма нагрева пластины от $\theta_0 = 0,15$ при нестационарном числе Био и температуре среды, изменяющихся по уравнению (20)

и в центральных точках тела (при $X = 0$)

$$\tilde{\sigma}_y(\text{Fo}) = \theta_{cp}(\text{Fo}) - \theta_y(\text{Fo}), \quad (24)$$

Окончательно размерные термические напряжения

$$\sigma(\text{Fo}) = \tilde{\sigma}(\text{Fo}) \cdot \sigma_0. \quad (25)$$

где $\sigma_0 = \beta E T_x / (1 - \nu)$ – максимально возможные термические напряжения, Па; β – линейный коэффициент термического расширения, $1/K$; E – модуль упругости, Па; ν – коэффициент Пуассона.

Выводы.

1. На основе анализа конвективного нагрева (охлаждения) тел правильной геометрической формы в квазистационарной стадии выведено интегральное уравнение, с помощью которого можно приближенно решать задачи теплопроводности с нелинейностью в граничных условиях.

2. Разработана инженерная методика расчета температурных полей при переменных коэффициентах теплообмена и температуре среды.

3. Сравнение методики с точным численным решением показало, что погрешность определения температур не превышает 6% и ее можно считать вполне приемлемой для инженерных расчетов.

4. Приведены формулы для расчета осевых термических напряжений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коздоба Л.А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности / Коздоба Л.А. – М.: Наука, 1975. – 228с.
2. Саломатов В.В. К расчету радиационного охлаждения твердых тел / Саломатов В.В. // ИФЖ. – 1969. – Т.17. – №1. – С.127-134.
3. Саломатов В.В. Температурное поле неограниченной пластины при переменных значениях коэффициента теплообмена и температуры внешней среды / Саломатов В.В., Гончаров Э.И. // ИФЖ. – 1967. – Т. 14. – №4. – С.743-745.
4. Гольдфарб Э.М. Теплотехника металлургических процессов / Гольдфарб Э.М. – М.: Металлургия, 1967. – 439с.
5. Горбунов А.Д. Аналитический расчет температур и термических напряжений при граничных условиях II рода / Горбунов А.Д., Уклеина С.В. // Днепрпетровск: НМетАУ. – 2015. – Вып. 6 (21). – С.12-17.

Поступила в редколлегию 23.02.2016.

УДК 621.1.018

БЕЛОНОЖКО В.Ю., студент
ЧУХНО С.И., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

УСЛОВИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ ДЕТАЛИ ПРИ ШЛИФОВАНИИ

Введение. Эксплуатационные свойства деталей машин во многом формируются на этапе окончательной обработки, в качестве которой часто используется шлифование. При этом развиваются высокие температуры, определяющие свойства поверхностного слоя деталей. Одним из наиболее эффективных методов охлаждения при шлифовании является применение смазывающе-охлаждающих жидкостей. Оно может осуществляться свободно падающей или напорной струей, воздушно-жидкостной смесью, через поры круга, в среде охлаждающей жидкости и некоторыми другими способами [1]. Чаще всего применяется охлаждение свободно падающей струей, так как этот способ достаточно эффективен и наиболее прост в реализации.

Математические модели тепловых процессов в деталях при их обработке резанием содержат дифференциальное уравнение теплопроводности, начальное и граничные условия. Качество формулирования комбинаций граничных условий, соответст-

вующих существенным условиям протекания реального процесса, определяет степени приближения расчетных и действительных температурных полей.

Граничные условия на свободных поверхностях детали при шлифовании с применением смазывающе-охлаждающей жидкости формулируют как граничные условия третьего рода, соответствующие конвективному теплообмену поверхности детали с окружающей средой. При этом коэффициент теплоотдачи определяется на основании критериальных уравнений, полученных в условиях обтекания тел различной формы. Например, применительно к случаю плоского шлифования используются уравнения, полученные в результате экспериментальных исследований продольного обтекания плоскости, а применительно к круглому шлифованию – в результате исследований поперечного обтекания цилиндра. При этом для расчета критерия Рейнольдса в качестве характерного размера используется соответствующий размер детали, а скорость среды принимается равной скорости истечения смазывающе-охлаждающей жидкости на срезе подающего сопла станка.

Граничные условия в пределах зоны резания формулируют как граничные условия второго рода. При использовании схемы сплошного контакта детали и шлифовального круга плотность теплового потока принимается усредненной по площади зоны резания. При использовании схемы дискретного контакта зерен шлифовального круга и детали чередуются граничные условия второго рода с плотностью теплового потока от единичного зерна и нулевой плотностью теплового потока в межзерновом пространстве. И в том и в другом случае считается, что смазывающе-охлаждающая жидкость не попадает в зону резания. Последнее, однако, не является общепризнанным, поскольку не имеет экспериментального подтверждения.

Постановка задачи. В данной статье рассматривается задача установления граничных условий на различных участках поверхности детали при круглом наружном шлифовании с целью формулирования математической модели теплового процесса, учитывающей особенности течения смазывающе-охлаждающей жидкости.

Результаты работы. На поверхности детали при шлифовании имеют место смешанные граничные условия. При этом следует выделить три участка поверхности с разными условиями теплообмена. Первый участок находится непосредственно в зоне резания, где смазывающе-охлаждающая жидкость находится в зазоре между связкой круга и обрабатываемой поверхностью. В соответствии с [2] средняя толщина этого зазора равна:

$$h_o = (0,10...0,15)d_3,$$

где d_3 – размер абразивных зерен.

Величина h_o составляет, таким образом, от нескольких микрометров до нескольких десятков микрометров. Таким образом, на этом участке имеет место течение жидкости в капиллярной щели. Известно [3], что течение жидкостей в капиллярных щелях подчиняется до определенного размера щели общим законам гидравлики; критическое число Рейнольдса, при превышении которого нарушается ламинарность потока, обычно соответствует:

$$Re = V \cdot h_o / \nu = 1000...1200,$$

где h_o – толщина щели (характерный размер), равная, в данном случае, величине зазора между связкой круга и обрабатываемой поверхностью; V – скорость жидкости в капиллярной щели, ν – кинематическая вязкость жидкости.

Для случая течения жидкости между двумя поверхностями, одна из которых неподвижна (деталь), а вторая перемещается относительно первой со скоростью $V_{кр}$ (шлифовальный круг), расход жидкости через капиллярную щель согласно [3] составляет:

$$Q = \left(\frac{p_1 - p_2}{12 \cdot \mu \cdot L} \cdot h_o^3 + V_{кр} \cdot \frac{h_o}{2} \right) \cdot W,$$

где W – ширина щели (в данном случае равная ширине шлифовального круга); p_1 и p_2 – давления на входе и выходе из капиллярной щели (в данном случае зоны резания); μ – динамическая вязкость смазывающе-охлаждающей жидкости; L – длина щели (в данном случае равная длине контакта детали и шлифовального круга)

$$L = \sqrt{2 \cdot R_{кр} \cdot t_p},$$

где $R_{кр}$ – радиус шлифовального круга; t_p – глубина резания.

Тогда средняя скорость жидкости под шлифовальным кругом:

$$V_{cp} = \frac{Q}{W \cdot h_o} = \frac{p_1 - p_2}{12 \cdot \mu \cdot L} \cdot h_o^2 + \frac{V_{кр}}{2}.$$

Согласно [4] перепад давления ($p_1 - p_2$) составляет величину порядка $10^4 \dots 10^6$ Па, а длина щели под кругом L составляет несколько миллиметров. При таких условиях величина первого слагаемого $(p_1 - p_2) \cdot h_o^2 / 12 \cdot \mu \cdot L$ на порядок меньше второго $V_{кр} / 2$ и можно считать, что средняя скорость смазывающе-охлаждающей жидкости под кругом незначительно превышает $V_{кр} / 2$. Тогда Число Рейнольдса для шлифовальных кругов распространенной зернистости (от 6 до 40) при скорости резания 50 м/с равно $Re = 100 \dots 500$.

Таким образом, в зоне резания под шлифовальным кругом имеет место ламинарное течение в капиллярных каналах. При свойственном шлифованию высоких температурах резания здесь можно ожидать кипение смазывающе-охлаждающей жидкости.

Таким образом, граничные условия для детали в зоне резания можно записать в следующем виде:

- под режущим зерном, где происходит нагрев под действием теплового потока с плотностью q

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = q;$$

- в межзерновом пространстве

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha_{\kappa} (t_s - t_{\kappa}),$$

где λ – коэффициент теплопроводности материала детали, $\partial t / \partial \tau$ – температурный градиент, α_{κ} – коэффициент теплоотдачи при кипении, t_s и t_{κ} – температура поверхности детали и температура кипения смазывающе-охлаждающей жидкости.

Второй участок – это течение жидкости в зоне, непосредственно прилегающей к задней границе зоны резания, величину которого $L_{зо}$ можно оценить от нескольких до 10 мм. На этом участке течение жидкости определяется гидродинамическими явлениями в клиновом зазоре между шлифовальным кругом и поверхностью детали.

Расход жидкости в клиновом зазоре между поверхностью детали и шлифовальным кругом можно определить аналогично расходу в гидродинамическом подшипнике [5]:

$$Q = \frac{1}{2} \cdot W \cdot R \cdot \frac{\int \frac{d\varphi}{h^2}}{\int \frac{d\varphi}{h^3}}$$

где W и R – в данном случае частота вращения и радиус шлифовального круга;
 h – форма щели $h(\varphi)$. Форма щели при плоском шлифовании:

$$h(\varphi) = R_{кр} \cdot (1 - \cos \varphi),$$

где $\varphi = 0,02...0,03$ рад – текущий угол.

С учетом характеристической ширины щели согласно [6] средняя скорость жидкости в щелевом зазоре составит:

$$V_{cp} = \frac{1,667 \cdot V_{кр} \cdot \cos \varphi}{ctg^2 \cdot \frac{\varphi}{2} \cdot (1 - \cos \varphi)}.$$

Форма щели при круглом наружном и внутреннем шлифовании:

$$h(\varphi) = (R_o \pm R_{кр}) \cdot (1 - \cos \varphi),$$

где R_o – радиус обрабатываемой детали; «+» – соответствует наружному, а «-» внутреннему шлифованию.

Анализ формы щели при круглом наружном и внутреннем шлифовании показывает, что при традиционных соотношениях радиусов шлифовального круга и детали, в пределах зоны гидродинамического влияния, средняя скорость течения жидкости может быть принятой одинаковой для всех схем шлифования.

В качестве характерного размера в данном случае принимается длина участка гидродинамического влияния. Для водных смазывающе-охлаждающих жидкостей этому участку при полученных средних скоростях течения соответствуют значения критерия Рейнольдса $Re > 10^6$. Таким образом, на этом участке имеет место развитый турбулентный режим течения.

Граничные условия для детали в зоне гидродинамического влияния можно записать в следующем виде:

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha_l (t_s - t_{жс}),$$

где α_l – коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене между поверхностью детали и турбулентным потоком смазывающе-охлаждающей жидкости, $t_{жс}$ – температура смазывающе-охлаждающей жидкости.

Третий участок – это течение жидкости от точки ее падения на поверхность детали, которое происходит со скоростью близкой к скорости истечения из падающего сопла V_c . Характерным размером при этом является расстояние от среза подающего сопла до начала участка гидродинамического влияния. Для водных смазывающе-охлаждающих жидкостей этому участку соответствуют значения критерия Рейнольдса $Re = (0,5...1)10^4$. Такие значения критерия Рейнольдса при наружном обтекании соответствуют переходному режиму от ламинарного к турбулентному течению.

Граничные условия для детали в зоне свободного течения можно записать в следующем виде:

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha_2 (t_s - t_{жс}),$$

где α_2 – коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене между поверхностью детали и потоком смазывающе-охлаждающей жидкости с переходным режимом течения.

Выводы. Смешанные граничные условия на поверхности детали, охлаждаемой СОЖ в процессе шлифования, должны учитывать наличие трех участков с различными режимами течения жидкости: в пределах зоны резания – участок ламинарного течения в капиллярах между связкой шлифовального круга и поверхностью резания, где характерным размером является величина зазора между связкой круга и обрабатываемой поверхностью; в пределах зоны гидродинамического влияния – участок турбулентного течения в клинообразном зазоре между шлифовальным кругом и деталью, скорость которого определяется гидродинамическими явлениями в системе этих тел, где характерным размером является длина этого участка; в пределах зоны свободного полива – участок детали в потоке, скорость которого определяется расходом смазывающе-охлаждающей жидкости и сечением подающего сопла, режим течения – переходной от ламинарного к турбулентному, а характерным размером является расстояние от среза подающего сопла до начала участка гидродинамического влияния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смазочно-охлаждающие технологические средства для обработки металлов резанием: справочник / под ред. С.Г.Энталиса, Э.М.Берлинера. – М.: Машиностроение, 1986. – 352с.: ил.
2. Худобин Л.В. Повышение эффективности действия СОЖ при внутреннем шлифовании / Худобин Л.В., Берзин В.Р., Мельников А.Н. – Вестник машиностроения. – 1975. – №11. – С.55-57.
3. Башта Т.М. Машиностроительная гидравлика / Башта Т.М. – М.: Машиностроение, 1971. – 82с.
4. Ящерицын П.И. Кавитационные явления при шлифовании / Ящерицын П.И., Бранкевич Э.С., Туромша В.И. – Известия АН БССР: Серия физико-технических наук. – 1981. – №4. – С.67-72.
5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкостей и газов / Лойцянский Л.Г. – М.: Наука, 1970. – 904с.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Шлихтинг Г. – М.: Наука, 1974. – 711с.

Поступила в редколлегию 01.06.2016.