

РОЗДІЛ «ТЕПЛОТЕХНІКА. ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА»

УДК 658.26

КЛІМОВ Р.О., к.т.н., доцент

Дніпродзержинський державний технічний університет

ПРОЦЕСИ ФОРМУВАННЯ ПАРОВОЇ ФАЗИ ПРИ ЗАКИПАННІ ЕМУЛЬСІЙ

Вступ. Вивчення динаміки росту парових порожнин експериментальним шляхом пов'язано з певними труднощами. У даних процесах мають справу з об'єктами, характерний розмір яких лежить в мікронному діапазоні виміру, а часовий масштаб зміни вимірюваних параметрів $1 \text{ нс} \div 10 \text{ мс}$. Експериментальні дослідження [1-5] ставили своєю метою визначення радіусу бульбашки, яка росте в об'ємі рідини, а також випромінюваних цією бульбашкою акустичних імпульсів. В експерименті [4] поява і подальше зростання парової бульбашки в рідині ініціювалися за допомогою лазерного випромінювання, сфокусованого в певну точку об'єму рідини. Випромінювані бульбашкою акустичні імпульси фіксувалися датчиком тиску – гідрофоном, який розташовувався на певній відстані від центру бульбашки.

Зростання сформованої парової фази на границі розділу взаємнезмішуваних рідин емульсійних середовищ є складними і невизначеними процесами в порівнянні з утворенням і існуванням одиночної парової бульбашки. Водночас в літературних джерелах їм приділено недостатньо уваги.

Постановка задачі. Визначити експериментальним шляхом параметри процесу закипання водомасляного середовища та порівняти отримані результати з розрахунковими даними за математичними моделями росту парового об'єму при закипанні взаємнезмішуваних рідин.

Результати роботи. З метою визначення параметрів, якими характеризується процес росту парової фази на границі розділу рідин емульсії, створена експериментальна установка, представлена на рис.1.

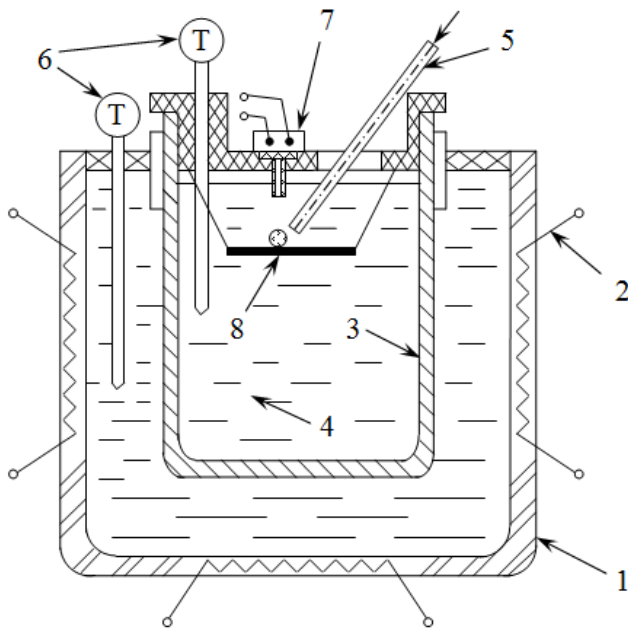


Рисунок 1 – Схема експериментальної установки для визначення імпульсів тиску, створюваних паровим об'ємом при закипанні емульсії (позначення в тексті)

Експериментальна установка (рис.1), включає масляний термостат 1, в якому нагрівачами 2 задається і підтримується необхідна температура. В термостат поміщена колба 3, заповнена маслом 4. Температурний режим в термостаті і колбі фіксується за допомогою термопар 6. Вода подається через капіляр 5 у вигляді краплі певного розміру на підставку 8. Для фіксації імпульсів тиску, що виникають при закипанні краплі води (появі парового прошарку на границі розділу компонентів), використовується малоінерційний датчик тиску 7 (гідрофон). Приймальний отвір датчика тиску 7 знаходиться на фіксованій відстані від поверхні підставки 8. Крапля води подається безпо-

середньо на вісь, утворену приймальним отвором датчика 7. Таким чином, відомою є відстань між поверхнею краплі води і приймальним отвором датчика, яка може бути знайдена як різниця між відомими відстанню від приймального отвору датчика 7 до поверхні підставки 8 і діаметром розглянутої краплі води. Зрозуміло, що для досить великих крапель води, можливо їх розтікання по поверхні підставки 8, в результаті чого істотно змінюється радіус кривизни досліджуваних крапель. Водночас краплі малого розміру можуть зберігати свою сферичну форму в результаті дії поверхневих сил.

З безлічі приладів, які використовують для проведення експериментів, найпоширенішим і важливим є електронний осцилограф. В останні роки поряд зі звичайними аналоговими осцилографами часто використовуються цифрові осцилографи, які допускають підключення до персонального комп'ютера (ПК) [3]. Становлять інтерес віртуальні осцилографи, виконані у вигляді приставок до ПК (тому їх називають також РС – осцилографи). Їх «віртуальність» проявляється лише в тому, що передня панель осцилографа створюється на екрані дисплея ПК відповідними програмними засобами. В даному експерименті використовувалася осцилографічна приставка PCS500. Приставка працює за допомогою встановленої на ПК програми PC-Lab 2000.

Для отримання достовірних відомостей про величину зміни тиску в рідкому середовищі на певній відстані від парової порожнини, яка утворюється або зростає, за допомогою малоінерційних датчиків тиску необхідно провести тарування даних датчиків шляхом встановлення функціональної залежності між значеннями напруги, які реєструє приставка PCS500, і реальними значеннями тиску. Тарування датчика тиску проводилось шляхом зіставлення одержаних значень напруги зі значеннями тиску, які показував еталонний лабораторний манометр. Для цього застосовувалася установка, показана на рис.2.

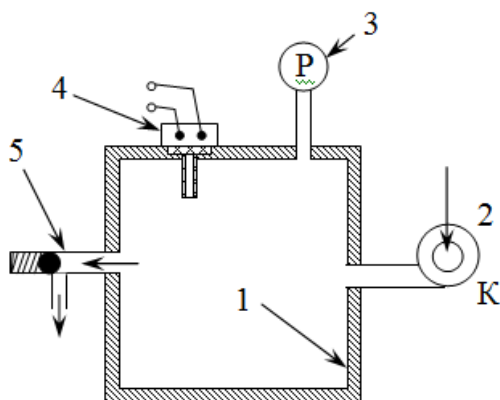


Рисунок 2 – Схема лабораторної установки для тарування датчика тиску (позначення в тексті)

Представлена на рис.2 установка складається з ємності 1, в яку компресором 2 подається повітря. Тиск повітря всередині ємності 1 фіксується манометром 3. Для зіставлення показань датчика тиску 4 і манометра 3 використовувалися різні значення тиску в ємності. Регулювання тиску проводилося шляхом застосування різних встановлень спрацьовування реперусного клапана 5.

Таким чином, створена експериментальна установка (рис.1) дозволяє визначити зміну тиску в часі на визначеній відстані від поверхні закипаючої краплі низькокиплячого компонента середовища (води) за допомогою малоінерційного датчика тиску, підключеного до віртуального осцилографу, і за допомогою

програми PC-Lab 2000 обробити отриману інформацію.

Метою експерименту, проведеного за допомогою установки, показаної на рис.1, є визначення характеру зміни амплітуди тиску в несучій рідині (маслі) на визначеній відстані від поверхні краплі води, яка занурена в неї, має певний розмір, в момент появи і подальшого зростання парового об'єму, а також отримання кількісних характеристик протікання процесу.

В експерименті розглядалася крапля води з початковим діаметром 1 мм, яка подавалася за допомогою капіляра в об'єм нагрітого масла. Одержуваний діаметр краплі води при витіканні з капіляра попередньо був вимірюваний за допомогою лабораторного мікроскопа, який надалі при проведенні дослідження участі не брав. Відстань між

приймальним отвором датчика 7 (рис.1) і поверхнею підставки 8 складала 5 мм. Не враховуючи явища змочуваності поверхні для малих крапель, у яких поверхневі сили, які прагнуть повернути форму краплі до кулястої, досить великі, можна приймати, що відстань між приймальним отвором датчика і поверхнею краплі води становить 4 мм. Таким чином, в експерименті початкове значення відстані, на якій вимірюється тиск в маслі, складало 4 мм.

Поява і зростання парової фази ініціювалися шляхом введення краплі води в нагріте до температури 140°C масло. Тим самим вода опинялася в середовищі, температура якого вища від температури насичення води при атмосферному тиску (тиск, при якому проводився експеримент). Як наслідок, відбувалося закипання води, яке супроводжувалося появою парових бульбашок на межі розділу фаз масло-вода, через те, що на даній границі розділу знижений міжфазний натяг, тому що масло по відношенню до води є поверхнево-активною речовиною.

Для виключення впливу матеріалу підставки на процес закипання води в якості підставки використовувалася пробкова пластина, коефіцієнт теплопередачі якої нижчий, ніж у використуваного масла. Наявність на поверхні самого коркового матеріалу газових порожнин, які можуть призвести до неточних результатів вимірів, так як будуть джерелами динамічних сил при їх прогріванні (джерелами газоутворення), виключалося шляхом їх прогрівання в маслі і, як наслідок, спливання на поверхню масла. В результаті масло займало ті пори коркової пластини, які були звільнені газом.

Результати проведеного експерименту представлені на рис.3. З даного рисунка видно, що поява нової фази (пари) ініціює різке зростання тиску в околиці закипаючої краплі води. При цьому на екрані віртуального осцилографа на початку утворення парової фази, тобто закипання, було відзначено кілька істотних піків зростання тиску (0÷0,1 мс), що вказує на утворення дуже великої кількості парових бульбашок, які згодом зливаються одна з одною,

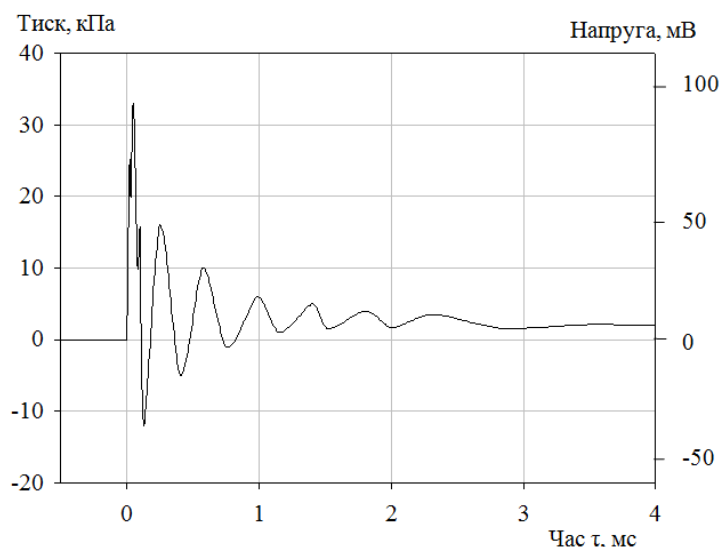


Рисунок 3 – Зміна тиску в маслі при початковій відстані від поверхні краплі води до точки вимірювання 4 мм при зростанні парової фази в результаті закипання води

чих коливань зменшується, а період зростає, тобто коливання є затухаючими. Можливе також існування розрідження, максимальне значення якого досягає ≈ 12 кПа. Значення тиску встановлюється на певному рівні, який трохи вищий від тиску навколишнього середовища, проходячи характерні осциляції з великою амплітудою на початковій ста-

дом зливаються одна з одною, що добре спостерігалось візуально при подальшому зростанні парової фази. Відмінність в значеннях тисків пояснюється тим, що ці центри пароутворення знаходяться в різних точках поверхні краплі води і, як наслідок, різна і відстань від даного центру утворення бульбашки до приймального отвору датчика. Це означає, що найбільше значення фіксованого тиску дає найближчий до датчика центр пароутворення.

Подальша зміна тиску в часі на змінюваній відстані від утвореної поверхні розділу фаз масло-пар до датчика показує на його осциляційний характер. При цьому амплітуда виникаю-

дії. Час встановлення цього рівноважного значення тиску становить ≈ 4 мс.

Таким чином, в результаті проведеного експерименту отримано якісну і кількісну картину зміни тиску на певній відстані від зростаючої парової порожнини. В ході проведення експерименту було встановлено, що поява і зростання парового об'єму відбуваються не одразу після занурення краплі води в масло, а після певного проміжку часу. Зрозуміло, що цей проміжок часу складається з періоду прогріву поверхні краплі води до температури насичення при даному тиску, а також періоду формування парових бульбашок. На осцилограмі рис.3 показані дані, які визначають ріст парового прошарку і лише проміжок часу, протягом якого тиск підвищується до пікового значення, в деякій мірі визначає частину періоду формування парових бульбашок.

Тиск біля парового об'єму можна визначити з рівняння [5]

$$p(r) = p_{\infty} + \left[p_1 - p_{\infty} + 0,5\rho_M w_1^2 \left(1 - \frac{R_1^3}{r^3} \right) \right] \frac{R}{r}, \quad (1)$$

де p_{∞}, p_1 – тиск на нескінченно великій відстані від поверхні парової бульбашки та тиск на поверхні розділу пара-несуче середовище відповідно, Па; ρ_M – густина несучого середовища (масла), кг/м^3 ; w_1 – швидкість руху поверхні розділу пара-масло, м/с; R_1 – радіус границі розділу пара-масло, м.

Проводячи розрахунки за рівняннями моделі зростання парової фази закипаючої краплі води у нескінченному об'ємі масла [6], спільно з рівнянням (1) для умов проведеного експерименту при певних значеннях радіуса отримаємо розподіл тиску у межах зростаючого парового об'єму. Результати розрахунків представлені на рис.4.

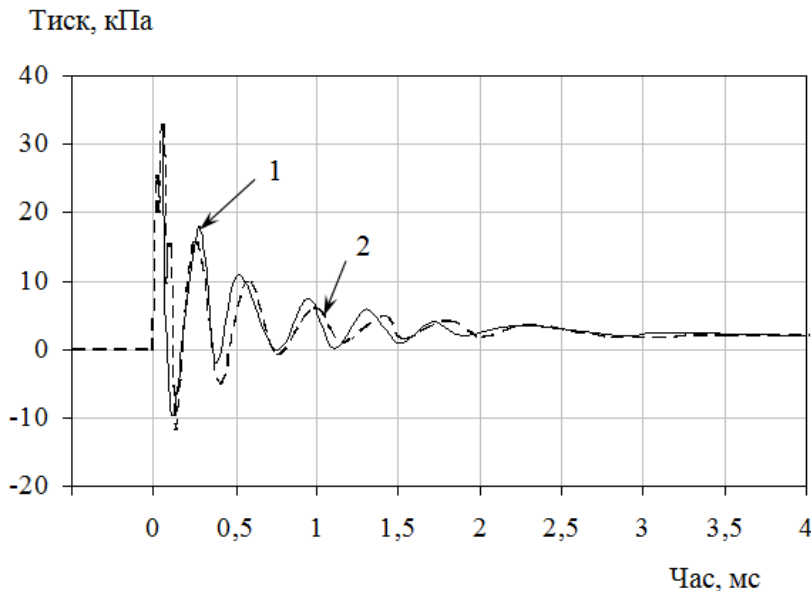


Рисунок 4 – Зіставлення розрахункових (крива 1) і експериментальних (крива 2) даних росту парової фази при закипанні краплі води в перегрітому маслі

том встановлено, що спочатку утворюються окремі бульбашки, які згодом зливаються одна з іншою; початковий тиск пари прийнятий рівним найбільшому заміряному експериментально. Як наслідок, розрахунок не враховував певний період формування парової фази, протягом якого тиск зростав до початкового, прийнятого для розрахунку.

Порівнюючи отриманий розрахунком розподіл у часі тиску з експериментальними даними, видно їх узгодженість за частотою зміни тиску. Спостережувана незгодженість в зміні амплітуди значення зміни тиску пояснюється тим, що в розрахунок розглянута крапля має форму кулі, але навіть при умові малості явища змочуваності поверхні реальна крапля не має ідеальної форми кулі.

У розрахунок приймався вже існуючим певний розмір парового прошарку (1 мкм), в той час як експериментом

Але, як впливає з рис.4, появу кожної окремої бульбашки на межі розділу компонентів можна ототожнити з формуванням парового прошарку певного розміру.

Висновки. Отримані в результаті проведення експерименту дані дозволяють детально розглянути процес закипання водної фази емульсії, а також доводять, що формування парового прошарку відбуватиметься на границі двох незмішуваних рідин шляхом коагуляції утворених на даній границі розділу окремих парових бульбашок. Застосування віртуальних осцилографів спільно з комп'ютерним забезпеченням дозволяє скоротити трудомісткість проведення експерименту і, незважаючи на достатню складність його проведення, пов'язану з малими розмірами досліджуваних часток і часовими проміжками виміру, отримати якісну і кількісну характеристики осциляції імпульсів тиску на певній відстані від їх джерела.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гаврилов П.М. Динамика фазового перехода при вскипании сильно перегретой жидкости / Гаврилов П.М. // Теплофизика высоких температур. – 1999. – Т.37. – №4. – С.602-605.
2. Домбровский Л.А. Динамика парового пузыря при тепловом взаимодействии горячей сферической частицы с окружающей водой / Л.А.Домбровский, Л.И.Зайчик // Теплофизика высоких температур. – 2000. – Т.38. – №6. – С.975-984.
3. Рудаков П.О. Обработка сигналов и изображений MathLab 5.X / П.О.Рудаков, И.В.Сафонов. – М.: Диалог – МИФИ, 2000. – 416с.
4. Shima A. Temperature effects on single bubble collapse and induced impulsive pressure / A.Shima, Y.Tomita, T.Ohno // J.Fluid Eng. – 1988. – Vol.110, №2. – P.194-199.
5. Долинский А.А. Теоретическое обоснование принципа ДИВЭ. 2. Исследование поведения ансамбля паровых пузырьков / А.А.Долинский, Г.К.Иваницкий // Промышленная теплотехника. – 1996. – Т.18. –№1. – С.3-20.
6. Климов Р.А. Влияние внутреннего подвода теплоты на процессы вскипания эмульсионных сред / Климов Р.А. // Сборник научных трудов Днепродзержинского государственного технического университета. – Днепродзержинск: ДГТУ. – 2013. – Выпуск 3(23). – С.109-113.

Надійшла до редколегії 08.12.2014.

УДК 539.377

ЧЕРНЫЙ О.А., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОНАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ПЛИТЫ ПРИ СКОРОСТНОМ НАГРЕВЕ

Введение. Технические условия многих отраслей производства нуждаются в интенсификации соответствующих теплотехнологических режимов. Однако, необоснованное повышение рабочих температур и сокращение сроков тепловой обработки объектов могут привести к росту температурных перепадов, что обусловит появление опасных температурных напряжений и других негативных последствий. Именно этим объясняется все возрастающая необходимость оптимального решения противоречий во взаимосвязи энергозатрат с временем нагрева, качеством продукции и ее термостойкостью.

Как известно, поиск температурных режимов скоростного нагрева массивных слитков при разных ограничениях относится к задачам управления системами с рас-

пределенными параметрами, для решения которых обычно привлекается достаточно сложный, неприемлемый для широкого инженерного использования математический аппарат. Между тем, промышленная теплотехника традиционно тяготеет к приближенным аналитическим методам.

К общей теории управления объектами с распределенными параметрами относятся и задачи оптимального (по быстродействию) управления тепловыми процессами (ЗОУТПБ), которые описываются уравнениями теплопроводности с соответствующими краевыми условиями и определенными ограничениями. Достаточно полный обзор трудностей этой проблемы рассмотрен в многочисленных работах (например, [1, 2]).

В конце прошлого века во львовской термомеханической школе зародился оригинальный подход [3, 4] к проблеме оптимизации тепловых режимов, согласно которому ЗОУТПБ решается по новой схеме, предусматривающей осуществление процесса скоростного нагрева по скользящему режиму, что означает поочередное назначение предельно допустимых состояний. Такая постановка ЗОУТПБ позволила получить качественно новое управление – так называемое двухступенчатое вместо известного многоступенчатого релейного управления по методу Беллмана.

Новому методу организации скоростного нагрева было дано [5] название «метод последовательных предельных режимов» (МППР).

При решении ЗОУТПБ по этому подходу в работах [3, 4] использован классический аппарат математической физики, широко употребляемый при решении линейных краевых задач теплопроводности (КЗТ).

Позитивное качество полученных [3, 4] решений заключается в том, что они – точные аналитические. Негатив – избыточная сложность, что значительно утрудняет применение их в практике управления тепловыми режимами. В связи с этим возникла необходимость разработки эффективных приближенных методов решения ЗОУТПБ.

На то время в прикладную теорию теплопроводности широко внедрялась достаточно эффективная модель теплового приграничного (термического) слоя (МТС) [6]. Построенные на этой модели методы (Био Ж.-Б., Вейника А.И., Гольдфарба А.Д., Гудмена Д.У., Канторовича Л.В., Постольника Ю.С., Швеца Д.А. и др.), получив признание и найдя соответствующее практическое воплощение в привычных прямых задачах теплотехники, почти полностью остаются вне поля зрения проблемы оптимального управления тепловыми процессами.

Первым из МТС, примененных к решению ЗОУТПБ, был метод эквивалентных источников (МЭИ) [5]. Уже первые попытки подтвердили ожидаемую эффективность МЭИ в решении не только линейных [7], но и нелинейных [8] ЗОУТПБ.

Постановка задачи. При постановке ЗОУТПБ кроме обязательного ограничения на функцию управления (температуру нагревателя) вводится ограничение еще на тот или иной параметр, по которому и устанавливается режим работы нагревателя. Это ограничение может быть наложено либо на максимальную температуру, либо на максимальный перепад температур, либо на скорость нагрева, либо на максимальные температурные напряжения.

Вполне очевидно, что при ограничениях на напряжение (это фактически будет условие термоупругости) целостность нагреваемого тела будет обеспечена. Возникает полностью логический вопрос: какое термонапряженное состояние будет иметь тело в режимах скоростного нагрева при ограничениях на другие действующие факторы процесса?

Для ответа на этот вопрос в данной работе рассматривается термонапряженное состояние пластины при скоростном конвективном нагреве с ограничением не на напряжение, а на температуру греющей среды $T_c(t)$ и температуру поверхности $T_n(t)$.

Соответствующая ЗОУТПБ исследуется в следующей постановке [7]: определить такую функцию управления $\theta_c(\tau)$, ограниченную предельно допустимым управлением

$$\theta_c(\tau) \leq U(\tau) \leq 1, \quad (1)$$

которая при соблюдении ограничения

$$\theta_{II}(\tau) \leq \vartheta(\tau) < 1 \quad (2)$$

за минимальный отрезок времени τ_* переведет тело из начального температурного состояния

$$\theta(\xi, \tau)|_{\tau=0} = \theta_0 = 0 \quad (3)$$

в конечное $\theta(\xi, \tau_*)$ с температурой поверхности (цель нагрева)

$$\theta_{II}(\tau_*) = \theta_* < U(\tau_*) \quad (4)$$

и максимальным температурным перепадом (качество нагрева)

$$\theta_{II}(\tau_*) - \theta_{II}(\tau_*) = \Delta\theta_*. \quad (5)$$

При этом функция температуры тела должна удовлетворять дифференциальному уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \theta}{\partial \tau}; \quad \theta(\xi, 0) = \theta_0 = 0 \quad (6)$$

с предельными условиями конвективного теплообмена (КТО)

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = Bi[\theta_c(\tau) - \theta_{II}(\tau)] = 0; \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0. \quad (7)$$

Здесь введено в общих чертах принятые безразмерные функции, координаты и критерии

$$\left. \begin{aligned} \theta(\xi, \tau) &= \frac{T(\xi, \tau) - T_0}{T_c^{\max} - T_0}; \quad \theta_c(\tau) = \frac{T_c(\tau) - T_0}{T_c^{\max} - T_0}; \\ \xi &= x/H; \quad \tau = at/H^2; \quad Bi = \alpha_K H/\lambda \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

где $T(x, t)$ – температура тела, К; $T_c(t)$ – температура греющей среды, К; T_0 и T_c^{\max} – их начальное и максимальное значение, К; x – координата, м; t – время, ч.; $2H$ – толщина пластины, м; α_K – коэффициент КТО, Вт/(м²К);

Результаты работы. Решение задачи. Принимая МППР в качестве метода-организатора режима управления, а МЭИ – в качестве метода-организатора процесса решения поставленной задачи, получены [7] следующие функции:

1-ая ступень ($0 \leq \tau \leq \tau_1$; $0 \leq \theta_{II}(\tau) \leq \vartheta(\tau)$)

$$\theta_{c1}(\tau) = 1. \quad (9)$$

На стадии прогревания (инерционный этап) ($0 \leq \tau \leq \tau_0 < \tau_1$; $\beta(\tau) \leq \xi \leq 1$)

$$\theta_{II}(\xi, \tau) = \frac{Bi[\xi - \beta(\tau)]^2}{[2 + Bi l(\tau)]l(\tau)}; \quad l(\tau) = 1 - \beta(\tau), \quad (10)$$

где относительная толщина $l(\tau)$ прогретого слоя и длительность инерционного этапа прогрева определяется формулами:

$$l(\tau) = \sqrt{\frac{12(3,25 + Bi)}{6,25 + Bi}} \cdot \tau ; \quad \tau_0 = \frac{6,25 + Bi}{12(3,25 + Bi)}. \quad (11)$$

На стадии нагрева (начало упорядоченного этапа) ($\tau_0 \leq \tau \leq \tau_1$; $0 \leq \xi \leq 1$)

$$\theta_{12}(\xi, \tau) = 1 - \left(1 - \frac{Bi}{2 + Bi} \xi^2\right) \exp\left[-\frac{3Bi}{3 + Bi}(\tau - \tau_0)\right]. \quad (12)$$

Заканчивается первый этап в момент τ_1 , когда температура поверхности достигнет величины $\mathcal{G}(\tau_1)$, то есть

$$\theta_{11}(\tau_1) = 1 - \frac{2}{2 + Bi} \exp\left[-\frac{3Bi}{3 + Bi}(\tau_1 - \tau_0)\right] = \mathcal{G}(\tau_1), \quad (13)$$

откуда получаем трансцендентное уравнение относительно τ_1

$$\tau_1 = \tau_0 - \frac{3Bi}{3 + Bi} \ln\left[\left(1 + \frac{Bi}{2}\right)(1 - \mathcal{G}(\tau_1))\right], \quad (14)$$

которое решается при задании конкретной функции $\mathcal{G}(\tau)$. Например, при $\mathcal{G}(\tau) = const < 1$ выражение (14) превращается в обычную формулу.

2-ая ступень ($\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$; $\mathcal{G}(\tau_1) \leq \theta_{21} = \mathcal{G}(\tau) \leq \theta_*$). Решается задача (6), (7)₂ с граничными

$$\theta_{21}(\tau) = \mathcal{G}(\tau) \quad (15)$$

и начальными

$$\theta_2(\xi, \tau_1) = \theta_{12}(\xi, \tau_1) \quad (16)$$

условиями.

С помощью МЭИ получаем следующее решение:

$$\theta_2(\xi, \tau) = \mathcal{G}(\tau) - (1 - \xi^2) \left\{ \frac{Bi[1 - \mathcal{G}(\tau_1)]}{2} + 1,5 \int_{\tau_1}^{\tau} \dot{\mathcal{G}}(\eta) \exp[3(\eta - \tau_1)] d\eta \right\} \exp[-3(\tau - \tau_1)]. \quad (17)$$

Заканчивается вторая ступень в момент τ_2 , когда температура поверхности достигнет нужной величины θ_* (4). Время τ_2 находим из условия

$$\theta_{21}(\tau) = \mathcal{G}(\tau_2) = \theta_*. \quad (18)$$

Функцию управления $\theta_{c2}(\tau)$, обеспечивающую предельное температурное состояние (17) на 2-ой ступени нагрева, определим из предельного условия КТО (7)₁

$$\theta_{c2}(\tau) = \theta_{21}(\tau) + \frac{1}{Bi} \frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = \mathcal{G}(\tau) + 2\Delta\theta_2(\tau)/Bi, \quad (19)$$

где введен температурный перепад

$$\theta_2(\tau) = \theta_{21}(\tau) - \theta_{2c}(\tau) = \left\{ \frac{Bi[1 - \mathcal{G}(\tau_1)]}{2} + 1,5 \int_{\tau_1}^{\tau} \dot{\mathcal{G}}(\eta) \exp[3(\eta - \tau_1)] d\eta \right\} \exp[-3(\tau - \tau_1)]. \quad (20)$$

3-я ступень ($\tau_2 \leq \tau \leq \tau_3 = \tau_*$; $\Delta\theta_2(\tau_2) \geq \Delta\theta_3(\tau) \geq \Delta\theta_*$). Обеспечиваем необходимый температурный перепад $\Delta\theta_*$ (5) при сбережении условия (18).

Решается КЗТ (6), (7)₂, при

$$\theta_{3II}(\tau) = \theta_* = const \quad (21)$$

с начальным условием

$$\theta_3(\xi, \tau_2) = \theta_2(\xi, \tau_2). \quad (22)$$

Функция температуры тела для этой ступени имеет вид:

$$\theta_3(\xi, \tau_2) = \theta_* - (1 - \xi^2) \Delta\theta_2(\tau_2) \exp[-3(\tau - \tau_2)]. \quad (23)$$

Заканчивается третья ступень по достижению температурным перепадом необходимого значения $\Delta\theta_*$ (5)

$$\Delta\theta_3(\tau_3) = \Delta\theta_2(\tau_2) \exp[-3(\tau_3 - \tau_2)] = \Delta\theta_*. \quad (24)$$

Отсюда находим полное время $\tau_3 = \tau_*$ оптимального (по быстродействию) процесса нагрева пластины:

$$\tau_* = \tau_3 = \tau_2 + \frac{1}{3} \ln \frac{\Delta\theta_2(\tau_2)}{\Delta\theta_*}. \quad (25)$$

Определяем управляющую функцию, обеспечивающую оптимальный режим (23)-(25) на 3-ей ступени:

$$\theta_{C3}(\tau) = \theta_* + \frac{2}{Bi} \Delta\theta_2(\tau_2) \exp[-3(\tau - \tau_2)]. \quad (26)$$

Таким образом, поставленная ЗОУТПБ, которая отвечает ограничениям (1), (2) решена [5, 7]. Для оценки точности полученного решения в работе [7] приведено конкретный числовой пример, взятый из работы [3]:

$$\begin{aligned} U = 1; \quad Bi = 1,5; \quad \vartheta(\tau) = 0,5 + 0,2\tau; \\ \theta_* = 0,8; \quad \Delta\theta_{**} = 0,05 \end{aligned} \quad (27)$$

Графическое сопоставление точного [3] и приближенного [7] решений отображено на рис.1. Сравнение расчетов времени нагрева дало результаты: $\tau_1 = 0,464$ (погрешность $\delta\tau_1 = -0,4\%$); $\tau_2 = 1,5$ ($\delta\tau = 0$); $\tau_3 = \tau_* = 1,775$ ($\delta\tau_3 = -1,1\%$).

Управляющие функции имеют следующие достаточно простые выражения:

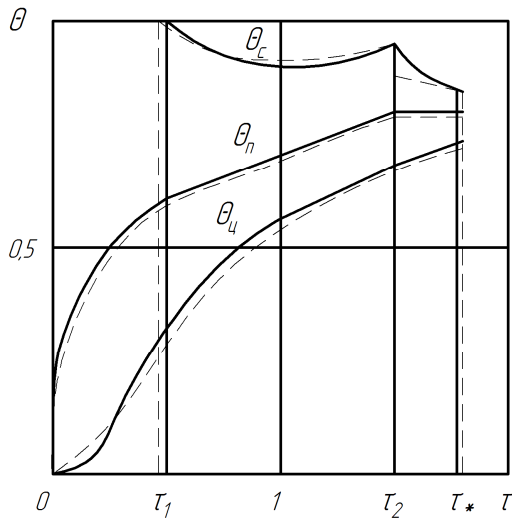
$$\left. \begin{aligned} \theta_{C2}(\tau) &= 0,6333 + 0,2\tau + 1,1007 \exp(-3\tau), & (0,464 \leq \tau \leq 1,5) \\ \theta_{C3}(\tau) &= 0,8 + 0,2\tau + 13,5064 \exp(-3\tau), & (1,5 \leq \tau \leq 1,775) \end{aligned} \right\}. \quad (28)$$

Температурные напряжения. Поле температурных напряжений в симметрично нагреваемой неограниченной плите при упругой деформации описывается известным [9, 10] решением задачи квазистатической термоупругости. В рамках модели термического слоя это решение имеет вид [11]:

на инерционном этапе ($0 \leq \tau \leq \tau_0$)

$$\bar{\sigma}^{(0)}(\tau) = \int_{\beta(\tau)}^1 \theta_1(\xi, \tau) d\xi; \quad 0 \leq \xi \leq \beta(\tau); \quad (29)$$

$$\bar{\sigma}^{(1)}(\xi, \tau) = \int_{\beta(\tau)}^1 \theta_1(\xi, \tau) d\xi - \theta_1(\xi, \tau); \quad \beta(\tau) \leq \xi \leq 1; \quad (30)$$



— — МЕД [7];
 - - - - - — точное решение [3]

Рисунок 1 – График оптимального нагрева пластины при ограничениях (1), (2) и данных (27)

на упорядоченном этапе ($\tau \leq \tau_0$)

$$\bar{\sigma}^{(2)}(\xi, \tau) = \int_0^1 \theta_2(\xi, \tau) d\xi - \theta_2(\xi, \tau), \quad (31)$$

где введены безразмерные напряжения:

$$\bar{\sigma} = \sigma / K_\sigma; \quad K_\sigma = \frac{\alpha_T E (T_c^{\max} - T_0)}{1 - \nu}; \quad (32)$$

α_T – коэффициент линейного температурного расширения (КЛТР), 1/К; E – модуль упругости 1-го рода, МПа; ν – коэффициент Пуассона.

Подставляя нагружающие функции $\theta(\xi, \tau)$ (10), (12), (17), (23) в выражения (29)-(31), после очевидных математических операций приходим к обобщенной формуле для напряжений

$$\bar{\sigma}_i(\xi, \tau) = \Delta\theta_i(\tau) F_i(\xi, \tau), \quad (33)$$

где температурный перепад $\Delta\theta_i(\tau)$ и функция распределения $F_i(\xi, \tau)$ для соответствующих

ступеней нагрева следующие:

на первой ступени ($0 \leq \tau \leq \tau_1$): инерционный этап

$$\Delta\theta_1(\tau) = Bi l(\tau) / [2 + Bi l(\tau)]; \quad 0 \leq \tau \leq \tau_0 \leq \tau_1; \quad (34)$$

$$F_1(\xi, \tau) = \begin{cases} l(\tau)/3 & - 0 \leq \xi \leq \beta(\tau); \\ l(\tau)/3 - [\xi - \beta(\tau)]^2 / l^2(\tau); & - \beta(\tau) \leq \xi \leq 1; \end{cases} \quad (35)$$

упорядоченный этап ($\tau_0 \leq \tau \leq \tau_1$)

$$\Delta\theta_{1,2}(\tau) = \frac{Bi}{2 + Bi} \exp\left[-\frac{3Bi}{3 + Bi}(\tau - \tau_0)\right]; \quad (36)$$

$$F_2(\xi, \tau) = (1 - 3 \cdot \xi^2) / 3; \quad (37)$$

на второй ступени ($\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$) $\Delta\theta_2(\tau)$ (20); $F_2(\xi, \tau)$ (37);

на третьей ступени ($\tau_2 \leq \tau \leq \tau_3 = \tau_*$) $F_3(\xi, \tau) = F_2(\xi, \tau)$ (37);

$$\Delta\theta_3(\tau) = \Delta\theta_2(\tau_2) \exp[-3(\tau - \tau_2)]. \quad (38)$$

Для иллюстрации рассмотрим конкретный пример с исходными данными (27) (рис.2, 3):

$$E = 1,6 \cdot 10^5 \text{ МПа}; \quad \alpha_T = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ 1/К}; \quad T_c^{\max} = 1273 \text{ К}; \quad T_0 = 273 \text{ К}; \quad \nu = 0,3. \quad (39)$$

$$K_{\sigma} = \frac{\alpha_T E \Delta T}{1 - \nu} = \frac{1,2 \cdot 10^{-5} \cdot 1,6 \cdot 10^5 \cdot 1000}{0,7} = 2740 \text{ МПа};$$

$$[\sigma] = 0,30 \cdot K_{\sigma} = 0,30 \cdot 2740 = 900 \text{ МПа}; \quad \sigma_{\max,t} = 0,143 \cdot 2740 = 392 \text{ МПа};$$

$$\sigma_{\max,C} = 0,286 \cdot 2740 = 784 \text{ МПа}.$$

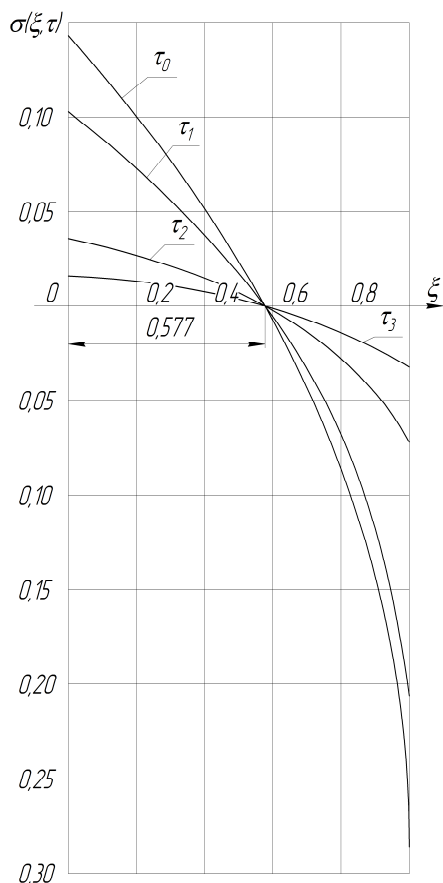


Рисунок 2 – График поля термических напряжений, построенный по исходным данным (27)

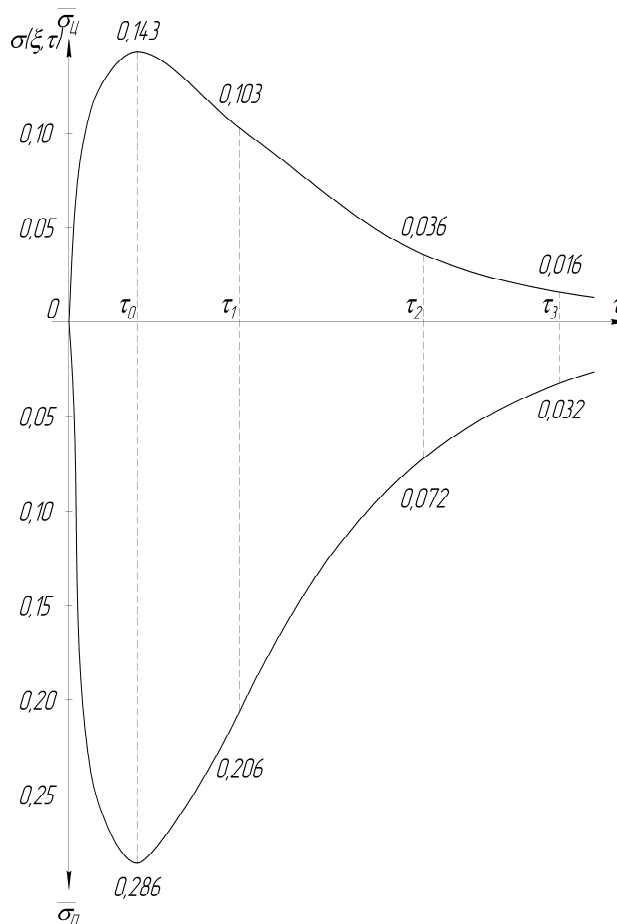


Рисунок 3 – График изменения экстремальных температурных напряжений во времени, построенный по исходным данным (27)

Выводы. Из полученных результатов следует, что при скоростном нагреве с ограничением на определенные характеристики теплового процесса нужно иметь в виду возможность возникновения температурных напряжений, превышающих границу прочности данного материала. В таком случае необходимо вводить соответствующие коррективы в исходные данные процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Ю.Н. Оптимальное проектирование тепловых агрегатов / Ю.Н.Андреев. – М.: Машиностроение, 1983. – 231с.
2. Бутковский А.Г., Управление нагревом металла / Бутковский А.Г., Малый С.А. – М.: Металлургия, 1981. – 272с.
3. Вигак В.М. Оптимальное управление нестационарными температурными режимами/ Вигак В.М. – К.: Наук. думка, 1979. – 360с.
4. Вигак В.М. Управление температурными напряжениями и перемещениями / Вигак В.М. – К.: Наук. думка, 1988. – 312с.

5. Постольник Ю.С. Возможности МЭИ в решении ЗОУТПБ / Ю.С.Постольник // Обратные задачи и идентификация процессов теплообмена: Всесоюзн. семинар, материалы. – М., 1987. – С.204-205.
6. Лыков А.В. Методы решения нелинейных уравнений нестационарной теплопроводности / Лыков А.В. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1971. – № 5. – С.109-150.
7. Постольник Ю.С. Применение МЭИ к решению ЗОУТП по быстрдействию нагрева пластины при ограничениях на максимальную температуру. / Постольник Ю.С., Машенко О.И. // Наука – производству: сб. науч. ст. ДИИ. – К.: Вища школа, 1991. – С.188-191.
8. Постольник Ю.С., Оптимальный по быстрдействию режим нагрева пластины с функционально зависящими характеристиками при ограничениях на функцию управления и распределения. / Постольник Ю.С., Машенко О.И. // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1994. – №2. – С.52-56.
9. Боли Б. Теория температурных напряжений. / Боли Б., Уэйнер Дж. – М.: Мир, 1964. – 517с.
10. Коваленко А.Д. Основы термоупругости. / Коваленко А.Д. – К.: Вища школа, 1970. – 307с.
11. Постольник Ю.С. Приближенные методы исследований в термомеханике / Постольник Ю.С. – К.: Вища школа, 1984. – 158с.

Поступила в редколлегию 01.12.2014.

УДК 536.2

ГОРБУНОВ А.Д., д.т.н., профессор
УКЛЕИНА С.В., аспирант
ТРИКИЛО А.И., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ИНЕРЦИОННОГО ПЕРИОДА ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ III РОДА

Введение. К настоящему времени существует достаточно много точных [1] и приближенных методик [2-4] расчета процессов нагрева (охлаждения) тел на начальной стадии, однако, например, в [1, 2] отсутствуют формулы по определению времени инерционного периода, а в [3, 4] – по расчету среднemasсовых температур, без знания которых невозможно определить термические напряжения.

Получим решения, свободные от указанных недостатков. Аналогичные решения были выведены ранее при решении задач для граничных условий I [5]. и II рода [6].

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

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

$$\vartheta(X, 0) = \vartheta_0 = 1, \quad (2)$$

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

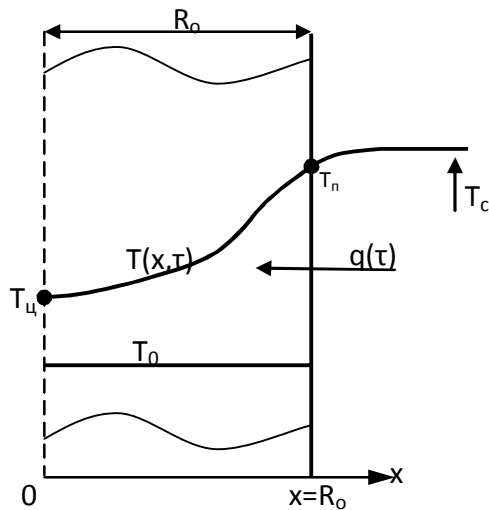


Рисунок 1 – К постановке задачи теплопроводности

последнее можно считать полубесконечным плоским телом. Перенесем начало координат на поверхность (рис.2) и введем известное [3] понятие о толщине термического (прогретого) слоя переменной толщины $\delta(\tau)$. Считается, что при $x \geq \delta(\tau)$ температура в

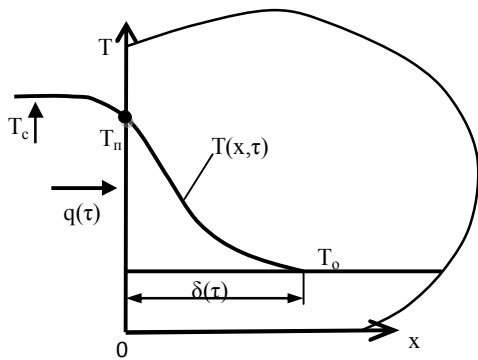


Рисунок 2 – Схема начальной стадии нагрева

этих точках отличается не более, чем на $\varepsilon_{\Pi} = 5\%$ от первоначальной T_0 , где ε_{Π} можно трактовать как степень прогрева центра тела.

Чаще всего, для большинства задач реализуется так называемый «корневой» закон изменения термического слоя во времени $\delta(\tau) = 2u_0 \sqrt{a\tau}$ или в безразмерном виде:

$$S(Fo) = \frac{\delta(\tau)}{R_0} = 2u_0 \sqrt{Fo}, \quad (5)$$

где a – коэффициент температуропроводности, m^2/c , u_0 – постоянная величина, существенно зависящая от геометрии тела и вида граничного условия (4).

Результаты работы. Решение задачи.

1. Приближенный метод Ю.С.Постольника.

Согласно [3] уравнение для расчета толщины термического слоя $S = S(Fo)$ имеет вид:

$$12 \cdot k \cdot Fo = f(S), \quad (6)$$

где

$$f(S) = S^2 + \frac{4S}{Bi(Fo)} - \frac{8}{Bi^2(Fo)} \ln \left(1 + \frac{S \cdot Bi(Fo)}{2} \right). \quad (7)$$

Время инерционного периода Fo_1 находится из условия достижения теплового возмущения центральных точек тела, т.е. из условия $\delta(\tau_1) = R_0$ или $S(Fo_1) = 1$. Тогда из (6) следует

$$Fo_1 = \frac{f(1)}{12k}. \quad (8)$$

При $Bi = \infty$ из (6) получим уравнение (5), в котором $u_0 = \sqrt{3k}$.

2. Графически точные решения А.В.Лыкова.

Время инерционного периода Fo_1 найдено с помощью графиков [1] из условия достижения при соответствующих числах Био значений температур в центре тела $\vartheta_{ц} = (Fo_1) = 0,95$.

3. Предлагаемая методика.

Решая систему уравнений (1)-(4) методом разделения переменных, в [7] получено: температура в любой точке тела

$$\vartheta(X, Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot U_n(X) e^{-\mu_n^2 Fo}, \quad (9)$$

в центре при $X = 0$

$$\vartheta_{ц}(Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-\mu_n^2 \cdot Fo}, \quad (10)$$

на поверхности при $X = 1$

$$\vartheta_{п}(Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot e^{-\mu_n^2 \cdot Fo} \quad (11)$$

и среднemasсовая

$$\vartheta_{ср}(Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot e^{-\mu_n^2 \cdot Fo}, \quad (12)$$

где $P_n = \frac{2Bi}{Bi(Bi+2-k) + \mu_n^2}$; $B_n = P_n \cdot \frac{kBi}{\mu_n^2}$; $A_n = P_n \cdot H_k$ – тепловые амплитуды; координатная функция $U_n(X) = \frac{\cos(\mu_n X)}{\cos \mu_n}$ – для пластины, $\frac{J_0(\mu_n X)}{J_0(\mu_n)}$ – цилиндра и $\frac{\sin(\mu_n X)}{(\mu_n X)} \cdot \frac{\mu_n}{\sin \mu_n}$ – для шара; $H_k = U_n(0)$; $k = 1, 2, 3$; J_0, J_1 – функции Бесселя первого рода; μ_n – корни соответствующего характеристического уравнения, например, для пластины $\text{ctg} \mu_n = \mu_n / Bi$. (13)

Иногда необходимо знать температурную разность:

$$\Delta \vartheta(Fo) = \vartheta_{п}(Fo) - \vartheta_{ц}(Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \cdot e^{-\mu_n^2 \cdot Fo}, \quad (14)$$

где $E_n = P_n - A_n \equiv P_n(1 - H_k)$.

Условно можно считать, что инерционный период нагрева закончится в момент времени Fo_1 , когда заданная температура в центре станет равной $\vartheta_{ц,3} = (1 - \varepsilon_n) = 0,95$ и свидетельствующей о том, что уже все тело начинает прогреться.

Полагая в уравнении (10) $\vartheta_{ц}(Fo_1) = \vartheta_{ц,3}$ и используя два члена ряда, получим время инерционного периода:

$$Fo_1 = \frac{1}{\mu_1^2} \ln \frac{A_1 \cdot (1 - \varepsilon_1(Fo_1))}{\vartheta_{ц,3}}, \quad (15)$$

где $\varepsilon_1(\text{Fo}_1) = (|A_2|/A_1) \cdot \exp(-a \cdot \text{Fo}_1)$; $a = \mu_2^2 - \mu_1^2$.

Ввиду зависимости $\varepsilon_1(\text{Fo}_1)$, уравнение (15) должно решаться методом последовательных приближений. Использование этого метода для пластины при $\text{Bi} = \infty$ на шестой итерации привело к точному значению $\text{Fo}_1 = 0,099$, однако для шара этот метод оказался расходящимся. В этом случае следует применить другой, более мощный метод решения трансцендентного уравнения, например, метод касательных Ньютона.

Итерационная формула Ньютона для уравнения (15) имеет вид:

$$x_{k+1} = x_k - f(x_k)/f'(x_k), \quad (16)$$

где $f(x_k) = \mathcal{G}_{\text{ц.з.}} - \sum_n A_n \exp(-\mu_n^2 \cdot x_k)$; $f'(x_k) = \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n^2 A_n \cdot \exp(-\mu_n^2 \cdot x_k)$.

За нулевое приближение x_0 логично принять Fo_1 , рассчитанное по формуле (15) при $\varepsilon_1 = 0$. Расчет по уравнению (16) можно прекратить при выполнении условия $|x_{k+1} - x_k| \leq \varepsilon$, где ε – малое число, например, $\varepsilon = 0,0001$.

Численный пример. Пусть требуется для шара ($k = 3$) найти время инерционного периода при $\text{Bi} = \infty$. Из табл.1 для шара выбираем $a_1 = \pi$; $a_2 = 2\pi$; $A_1 = 2$; $A_2 = -2$. Нулевое приближение по уравнению (15) при $\varepsilon_1 = 0$: $x_0 = (1/\pi^2) \ln(2/0,95) = 0,07543$.

Таблица 1 – Значения a_n , $U_n(X)$, $A_{n,\infty}$ и $B_{n,\infty}$ при $\text{Bi} = \infty$ в зависимости от формы тела

Форма тела	Уравнение корней	Корни a_n	$U_n(X)$	$A_{n,\infty}$	$B_{n,\infty}$
$k = 1$	$\cos(a_n) = 0$	$(2n-1) \cdot \pi/2$	$\cos(a_n X)$	$\frac{(-1)^{n+1} \cdot 2}{a_n}$	$\frac{2}{a_n^2}$
$k = 2$	$J_0(a_n) = 0$	2,4048 и т.д.	$J_0(a_n X)$	$\frac{2}{a_n J_1(a_n)}$	$\frac{4}{a_n^2}$
$k = 3$	$\sin(a_n) = 0$	$n\pi, n = 1, 2, \dots$	$\frac{\sin(a_n X)}{(a_n X)}$	$(-1)^{n+1} \cdot 2$	$\frac{6}{a_n^2}$

Расчет по уравнению (16) ведем с учетом двух членов ряда:

$$f(x_0) = 0,95 - \left(2 \cdot e^{-\pi^2 \cdot x_0} - 2 \cdot e^{-4 \cdot \pi^2 \cdot x_0} \right) = 0,1018;$$

$$f'(x_0) = \pi^2 \cdot 2 \cdot e^{-\pi^2 \cdot x_0} - 4 \cdot \pi^2 \cdot 2 \cdot e^{-4 \cdot \pi^2 \cdot x_0} = 5,5369.$$

Первое приближение $x_1 = x_0 - f(x_0)/f'(x_0) = 0,0754 - \frac{0,1018}{5,5357} = 0,0564$.

Второе приближение по формуле (16) $x_2 = 0,0548$ практически совпало с точным значением $\text{Fo}_1 = 0,0547$ (табл.4.6 [1]), когда $\mathcal{G}_{\text{ц.з.}}(\text{Fo}_1) = 0,95$.

При известном времени Fo_1 постоянная

$$u_0 = 1/(2/\sqrt{\text{Fo}_1}). \quad (17)$$

Наибольшую и основную трудность при практических расчетах по уравнениям (9)-(16) представляет определение бесчисленного множества корней μ_n характеристического уравнения (13) и др. В работе [7] предложена общая для всех трех тел формула при $Bi < 10$

$$\mu_1 = \sqrt{D/\gamma} \quad (18)$$

и когда $Bi \geq 10$:

$$\mu_n = a_n(1 - \beta), \quad (19)$$

где $D = k \cdot Bi / m$; $m = (1 + gBi)$ – коэффициент термической массивности тела (КТМТ); $\gamma = (1 + \sqrt{1 + 4\rho})/2$; a_n – корни (13) при $Bi = \infty$; $\rho = D^2 / [k(k+2)^2(k+4)]$; $\beta = 1/Bi$; $g = 1/(k+2)$.

При исследовании задач конвективного нагрева рассматривают два предельных случая, когда расчетные соотношения могут значительно упроститься. Это нагрев термически тонких тел (ТТТ), когда $Bi < 1$, и термически массивных тел (ТМТ), когда $Bi > 10$.

Асимптотика при малых числах Био. Первая амплитуда, входящая в уравнение (10), согласно [7] примерно равна $A_1 \approx 1 + K_A \cdot Bi$, где $K_A = gk/2$. Тогда уравнение (15) с учетом разложения логарифмической функции ($\ln(1+x) \approx x$) станет

$$Fo_1 = \gamma(K_A \cdot Bi + \varepsilon_n)/D \quad (20)$$

или при очень малых числах Био

$$Fo_1 = m\varepsilon_n/(kBi). \quad (21)$$

Асимптотика при больших числах Био. Первая амплитуда согласно [7]

$$A_n \approx A_{n,\infty} \cdot \sqrt{1 - z^2}, \quad (22)$$

где $z = \mu_n/Bi = a_n(1 - \beta) \cdot \beta$. Амплитуды $A_{n,\infty}$, $B_{n,\infty}$ и a_n – корни уравнения (13) и других при числах $Bi = \infty$ приведены в табл.1.

Используя инженерную методику [7] расчета корней, время инерционного периода при $Bi = \infty$ можно записать в приближенном, но удобном для расчетов обобщенном виде:

$$Fo_1 = \frac{\gamma_\infty}{D_\infty} \cdot \ln \frac{A_\infty}{0,95}, \quad (23)$$

где $A_\infty \approx 0,4(k+2)$; $D_\infty = k(k+2)$; $\gamma_\infty = (1 + \sqrt{1 + 4\rho_\infty})/2$; $\rho_\infty = k/(k+4)$ – величины, входящие в уравнение (18) при $Bi = \infty$. Для пластины расчет по (23) дал $Fo_1 = 0,0912$. Это примерно равно точному $Fo_1 = 0,099$ и $Fo_1 = 0,1187$ в случае его определения по формуле (15) при $\varepsilon_1 = 0$.

Из зависимостей (15), (20) и (23) по расчету времени инерционного периода наиболее достоверной можно считать (15) с использованием табулированных в [1] точных значений корней $\mu_n = f(Bi)$ и $A_n(Bi)$ или рассчитанных на ПВМ.

Для анализа результатов в табл.2 приведены: графически точные данные [1], рассчитанные по формуле (15) при $\varepsilon_1 = 0$ и по уравнению (8). На рис.3 представлена зависимость (15) времени инерционного периода от числа Био и формы тела, полученная с помощью OriginPro 8.5.1.

Анализ данных табл.2 показал, что разработанная аналитическая методика расчета времени инерционного периода достаточно проста и имеет приемлемую для инженерных расчетов точность.

Таблица 2 – Зависимость времени Fo_1 от числа Био и формы тела

Форма тела	Источник	Число Bi				
		0,1	1	10	100	∞
Пластина $k=1$	Точное по [1]	0,68	0,20	0,11	-	0,099
	По уравнению (15)	0,6939	0,2242	0,1392	0,1209	0,1187
	По уравнению (8)	0,1640	0,1464	0,1047	0,0864	0,083
Цилиндр $k=2$	Точное по [1]	0,38	0,12	0,08	-	0,068
	По уравнению (15)	0,3870	0,1519	0,1054	0,0921	0,0904
	По уравнению (8)	0,0819	0,0732	0,0523	0,0432	0,0417
Шар $k=3$	Точное по [1]	0,26	0,099	0,061	-	0,055
	По уравнению (15)	0,2739	0,1187	0,0878	0,0769	0,0754
	По уравнению (8)	0,055	0,0488	0,0349	0,0288	0,0278

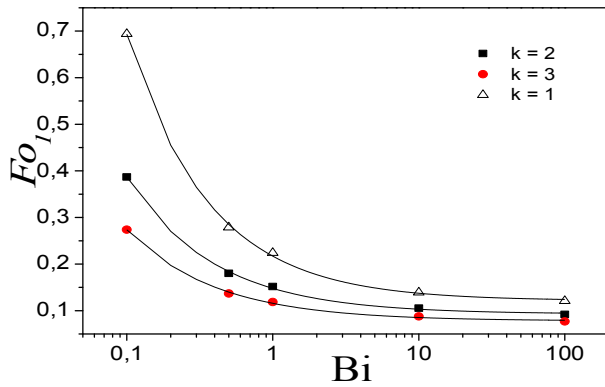


Рисунок 3 – Зависимость времени инерционного периода от числа Био и формы тела

Тогда расчет по (15) дает $Fo_1 = 0,139$ (табл.2), для ГУ II рода согласно [5] $Fo_1 = g/2 = 1/6$ и по уравнению (23) при $Bi = \infty$ $Fo_1 = 0,0912$. Окончательно $0,0912 < 0,139 < 0,167$, что и требовалось доказать. Среднее значение дает $Fo_1 = (0,091 + 0,167)/2 = 0,13$.

Анализируя уравнение (14), наблюдаем, что с ростом времени температурная разность вначале возрастает, достигает максимального значения $\Delta\theta_{max}$ при числах Фурье $Fo_{M,2} = 0,03...0,30$, а затем постепенно падает, приближаясь к нулю по экспоненте. Это время наступления максимальной разности температур логично считать временем инерционного периода $Fo_1 = Fo_{M,2}$.

Выведем приближенную аналитическую формулу для расчета $Fo_{M,2}$. Дифференцируя уравнение (14) по времени, приравнявая производную нулю и используя два члена в сумме ряда, получим:

$$Fo_{M,2} = (1/a) \ln(1/e_2), \tag{25}$$

где $a = \mu_2^2 - \mu_1^2$; $\delta = (\mu_1/\mu_2)^2$; $e_2 = \delta \cdot E_1/E_2$.

В двух предельных случаях уравнение (25) значительно упрощается.

Так, согласно [7] при малых числах Био ($Bi < 1$)

В заключение следует отметить, что в реальных сложных условиях постоянная U_0 находится между двумя характерными режимами $T_n = const$ (ГУ I рода) и $q_n = const$ (ГУ II рода), т.е. $U_0^{\text{II}} \leq U_0 \leq U_0^{\text{I}}$ или относительно времени инерционного периода

$$Fo_1^{\text{I}} \leq Fo_1 \leq Fo_1^{\text{II}}. \tag{24}$$

Доказательство неравенства (24).

Пусть для пластины ($k=1$) $Bi=10$.

$$Fo_{M.2} = \frac{1}{5(1+k)} \ln \frac{7+k}{Bi}, \quad (26)$$

а при больших ($Bi \gg 1$)

$$Fo_{M.2} = 0,056 / (1 - \beta)^2. \quad (27)$$

На рис.4 представлена зависимость максимального времени $Fo_{M.2}$ от числа Био и формы тела, рассчитанная по уравнению (25).

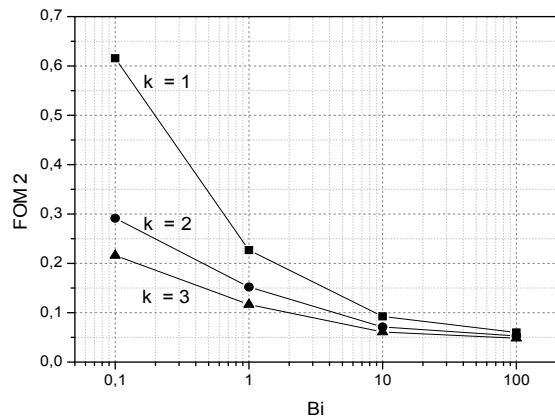


Рисунок 4 – Зависимость времени $Fo_{M.2}$ от числа Био и формы тела

Из анализа рис.3 и 4 следует, что время наступления $Fo_{M.2}$ максимума температурной разности практически совпадает со временем инерционной стадии Fo_1 , оставаясь чуть ниже его.

Расчетные формулы, работающие на начальной стадии при $Fo < 0,1$ приведены в работе [4].

Выводы.

1. Разработана инженерная методика аналитического расчета времени инерционного периода в линейных задачах нагрева (охлаждения) тел правильной геометрической формы при граничных условиях III рода.

2. Показано, что время прогрева в реальных сложных условиях находится между двумя характерными режимами нагрева: постоянным тепловым потоком и неизменной температурой среды.

3. Предложено в качестве времени инерционного периода также считать время наступления максимума разности температур между поверхностью и центром тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности / Лыков А.В. – М.: Высшая школа, 1967. – 600с.
2. Гольдфарб Э.М. Теплотехника металлургических процессов / Гольдфарб Э.М. – М.: Металлургия, 1967. – 439с.
3. Постольник Ю.С. Приближенные методы исследования в термомеханике / Постольник Ю.С. – К.-Донецк: Высшая школа, 1984. – 158с.
4. Горбунов А.Д. Аналитический расчет процессов нагрева тел на начальной стадии / Горбунов А.Д., Уклеина С.В. // Математическое моделирование. – Днепропетровск: ДГТУ. – 2008. – № 1 (18). – С.29-33.
5. Горбунов А.Д. Аналитический расчет температур и термических напряжений при граничных условиях I рода / Горбунов А.Д., Уклеина С.В. // Математическое моделирование. – Днепропетровск: ДГТУ. – 2014. – № 2 (31). – С.8-13.
6. Горбунов А.Д. Аналитический расчет температур и термических напряжений при граничных условиях II рода / Горбунов А.Д., Трикило А.И., Уклеина С.В. // Металлургическая теплотехника: сборник научных трудов НМетАУ. – Днепропетровск: Новая идеология. – 2015. – Вып.6 (21). – С.18-27.
7. Горбунов А.Д. К аналитическому расчету термических напряжений при конвективном нагреве тел простой формы / Горбунов А.Д. // Математическое моделирование. – Днепропетровск: ДГТУ. – 2012. – № 1(26). – С.39-45.

Поступила в редколлегию 03.03.2015.

Запорожская государственная инженерная академия

К ВОПРОСУ СТАБИЛИЗАЦИИ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА СПЕКАНИЯ АГЛОШИХТЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СОСТАВНОГО ЗАГРУЗОЧНОГО ЛОТКА

Введение. Производительность и энергоэффективность агломерационного процесса в значительной степени зависит от теплового режима спекания шихтовых материалов, который обусловлен характером распределения твердого топлива и химических компонентов по высоте слоя. Последнее зависит от особенностей загрузки и сегрегации фракций материала по горизонтам шихты, подготовленной к спеканию [1-3].

Качество загрузки шихты, в свою очередь, зависит от типа загрузочного устройства, конструктивные особенности которого будут влиять на процесс формирования слоя материала и, как следствие, на фракционный состав отдельных горизонтов уложенной на паллеты шихты.

Постановка задачи. Результаты моделирования теплового режима процесса спекания [1] позволили сделать вывод, что создание направленной сегрегации гранулометрического состава шихты по высоте слоя позволит обеспечить требуемое распределение топлива и химкомпонентов, тем самым стабилизировать температуру зоны горения. Последнее направлено на повышение производительности агломашины при условии сокращения расхода твердого топлива и повышения прочности агломерата. Следовательно, исследование динамики процесса формирования слоя полидисперсного сыпучего материала при использовании различных загрузочных устройств является актуальной научной и практической задачей.

В работе [2] проведен анализ работы действующей системы загрузки агломерационной шихты для условий предприятия МК «Запорожсталь». Установлено, что используемая система не обеспечивает требуемого уровня сегрегации шихтовых матери-

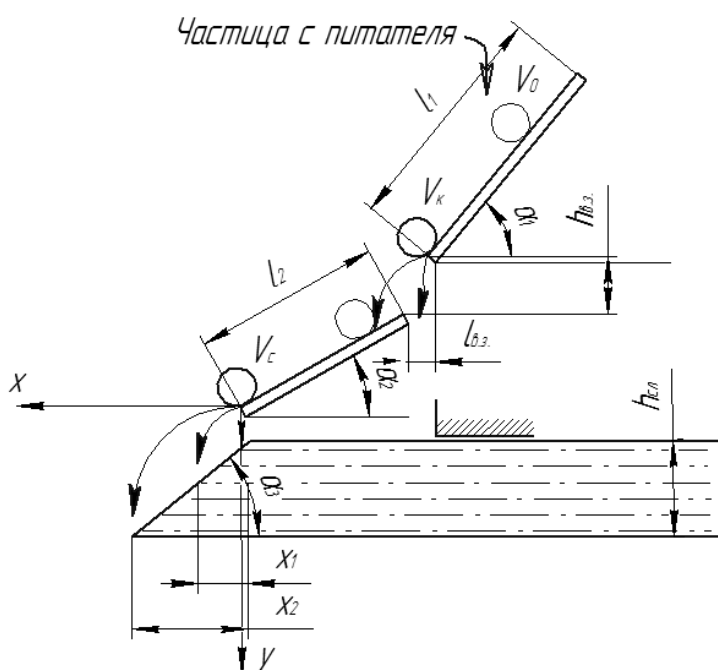


Рисунок 1 – Схема движения частицы шихты по составному лотку

алов. Таким образом, необходимо провести исследование системы загрузки аглошихты в виде составного загрузочного лотка с целью обеспечения требуемой сегрегации материала, подготовленного к спеканию [3].

Результаты работы. С целью повышения сегрегационных процессов, протекающих в слое агломерационной шихты при загрузке на спекательные тележки, предложено использование составного лотка с поперечным зазором заданной ширины (рис.1).

Скорость движения частиц по поверхности лотка пропорциональна их размерам и физико-механическим свой-

ствам. При условии чистого качения, без скольжения, частицы по поверхности загрузочного лотка конечную скорость ее движения выразим в виде:

$$V_{\kappa} = \sqrt{2ql_1v(\sin \alpha_1 - f_1' \cos \alpha_1) + V_0^2}, \quad (1)$$

где q – ускорение свободного падения, м/с²; f_1' – коэффициент трения качения частицы по стальному лотку; v – коэффициент формы частицы; l_1 – длина первой секции лотка, м; α_1 – угол наклона лотка, °; V_0 – начальная скорость движения частицы по поверхности лотка, м/с.

В случае, если качение частицы по поверхности лотка происходит со скольжением, то $V_{\kappa} = const$, следовательно, конечная скорость не зависит от размера фракций материала и такой режим движения не обеспечивает разделение классов крупности шихты.

Сила тяжести, действующая на частицу, отрывающуюся от нижней кромки первой секции лотка, обеспечивает перемещение последней за время падения t_i с высоты $h_{\text{в.з.}}$ на расстояние $l_{\text{в.з.}}$. Время падения частицы t_i связано со скоростью падения следующей зависимостью:

$$h_{\text{в.з.}} = V_n t_i + \frac{q t_i^2}{2}, \quad (2)$$

где $V_n = V_{\kappa} \sin \alpha_1$, м/с.

Решив (2) относительно t_i , получим уравнение

$$t_i^2 + 2 \frac{V_n}{q} t_i - 2 \frac{h_{\text{в.з.}}}{q} = 0.$$

Возьмем действительный корень, соответствующий реальным условиям движения частицы. Тогда

$$t_i = -\frac{V_n}{q} + \sqrt{\left(\frac{V_n}{q}\right)^2 + 2 \frac{h_{\text{в.з.}}}{q}}. \quad (3)$$

Приняв сопротивление воздушной среды на участке $l_{\text{в.з.}}$ близким к нулю, не оказывающим существенного влияния на время полета частицы, запишем:

$$V_n t_i = l_{\text{в.з.}}, \text{ или } t_i = \frac{l_{\text{в.з.}}}{V_{\kappa} \cos \alpha_1}. \quad (4)$$

Подставив (4) в (3), получим:

$$\frac{l_{\text{в.з.}}}{V_{\kappa} \cos \alpha_1} = -\frac{V_{\kappa} \sin \alpha_1}{q} + \sqrt{\left(\frac{V_{\kappa} \sin \alpha_1}{q}\right)^2 + 2 \frac{h_{\text{в.з.}}}{q}}. \quad (5)$$

Решив (5) относительно V_{κ} , определим значение минимальной скорости частицы, обеспечивающей ее перелет через поперечный зазор составного лотка при его заданной величине:

$$V_{\kappa_min} = \sqrt{\frac{l_{\text{в.з.}}^2 q}{2(h_{\text{в.з.}} \cos^2 \alpha_1 - l_{\text{в.з.}} \sin \alpha_1)}}. \quad (6)$$

Исследования влияния $h_{\text{в.з.}}$ и $l_{\text{в.з.}}$ на минимальную скорость частицы, обеспечивающей ее перелет через поперечный зазор лотка, представлены на рис.2, 3.

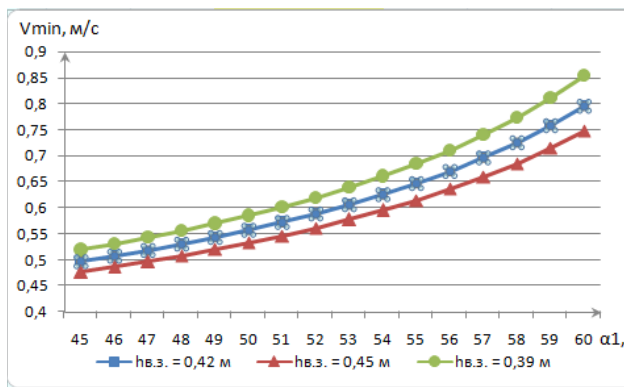


Рисунок 2 – Влияние $h_{г.з.}$ на минимальную скорость частицы

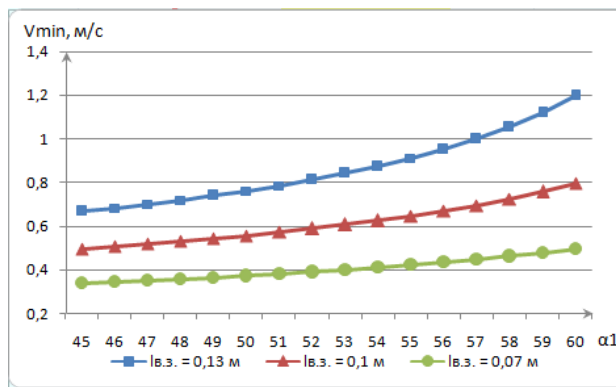


Рисунок 3 – Влияние $l_{г.з.}$ на минимальную скорость частицы

Максимально допустимую высоту зазора $h_{г.з.}$, обеспечивающую перелет частицы при заданном значении V_K , опишем зависимостью:

$$h_{г.з. \max} = \frac{l_{г.з.}^2 q + 2l_{г.з.} \sin \alpha_1 V_K^2}{2V_K^2 \cos \alpha_1} \quad (7)$$

Поперечный зазор на поверхности загрузочного лотка будет выполнять роль сепаратора фракционного состава полидисперсного материала только в случае, когда скорость движения частиц V_K будет определяться их размером. Данное условие выполняется только при чистом качении гранул шихты по поверхности лотка. В случае стационарного положения частей составного загрузочного лотка ($\alpha_1 = const$; $l_{г.з.} = const$; $h_{г.з.} = const$; $V_0 = 0$) можно определить предельное значение коэффициента трения качения i -й частицы, обеспечивающее ее перелет через воздушный зазор:

$$f'_1 = \frac{V_0^2 + l_1 \sin \alpha_1 - \frac{l_{г.з.}^2 q}{2(h_{г.з.} \cos^2 \alpha_1 - l_{г.з.} \sin \alpha_1)}}{l_1 \cos \alpha_1} \quad (8)$$

Скорость схода частицы со второй ступени загрузочного лотка определим из выражения

$$V_c = \sqrt{2ql_2 v (\sin \alpha_2 - f'_2 \cos \alpha_2) + V_K^2} \quad (9)$$

Согласно полученным уравнениям управлять движением загружаемого материала по составному загрузочному лотку можно путем изменения ширины и высоты поперечного воздушного зазора $h_{г.з.}$, $l_{г.з.}$, длины пути разгона частицы l_1 , l_2 и угла наклона поверхностей разгона α_1 , α_2 .

Для обеспечения заданного распределения фракций материала по высоте слоя необходимо, чтобы отдельные частицы, поступающие на поверхность откоса, имели определенную скорость движения V_{ci} , обусловленную их физико-механическими характеристиками:

$$V_{ci} = \sqrt{\frac{2qh_i v (f'_3 \cos \alpha_3 - \sin \alpha_3)}{\sin \alpha_3}} \quad (10)$$

где h_i – заданное положение i -й частицы в слое относительно его поверхности, м; α_3 – угол наклона откоса слоя, °; f_3' – коэффициент трения качения по поверхности откоса слоя.

Мелкие фракции (1 мм) агломерационной шихты не должны перелетать воздушный зазор между первой и второй секциями составного лотка, что обеспечит их преимущественное скопление на поверхности формирующегося слоя. В процессе движения материала по воздуху значительно снижается взаимодействие между отдельными частицами, составляющими его массу. В результате достигается более качественное разделение его по фракциям, чем при непосредственном переходе частиц шихты с плоскости загрузочного лотка на откос слоя.

После схода частиц с загрузочного лотка они будут двигаться в воздухе по параболической траектории:

$$y_i = x_i \operatorname{tg} \alpha_1 + \frac{q x_i^2}{2 V_c^2 \cos^2 \alpha} \quad (11)$$

где y_i, x_i – перемещение i -й частицы определенного размера, относительно осей координат, м.

Решив последнее уравнение относительно x_i , получим

$$x_i = \frac{V_c^2 \sin^2 \alpha_1}{2q} \sqrt{1 + \frac{2q y_i}{V_c^2 \sin^2 \alpha_1}}.$$

Таким образом, зная скорость схода i -й частицы шихты с загрузочного лотка, которая зависит от ее размера, и соответствующего ей коэффициента трения, можно определить дальность полета частицы. Распределение фракционного состава материала при использовании прямолинейного и составного загрузочного лотка приведено на рис.4.

Различные фракции сыпучего материала, достигающие нижней кромки лотка, двигаются по нему единым потоком, что обуславливает определенное снижение степени их разделения за счет захвата крупными частицами более мелких и принудительного переноса последних в нижние горизонты формирующегося слоя.

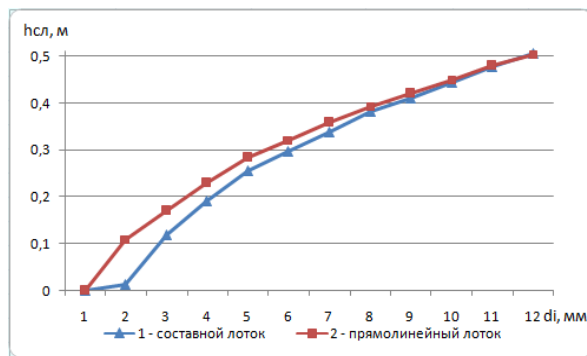


Рисунок 4 – Распределение фракционного состава по высоте слоя

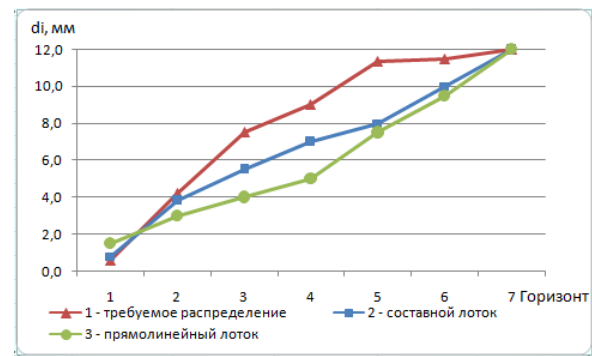


Рисунок 5 – Изменение среднего диаметра материала по горизонтам слоя

Исключить это явление возможно за счет полного разделения траектории движения фракций агломерационной шихты в воздушном зазоре составного лотка.

Как видно из рис.4, в результате использования данной конструкции лотка мелкие частицы не перелетают воздушный зазор, что обеспечивает их преимущественное

скопление на поверхности слоя. Конструктивные характеристики лотка представлены на рис.6. Выбранные в результате расчетов длина и угол наклона первой секции обеспечивают движение фракций материала в режиме чистого качения, в свою очередь фракции (-1, 1-3 мм) не приобретают достаточной кинетической энергии для перелета через воздушный зазор.

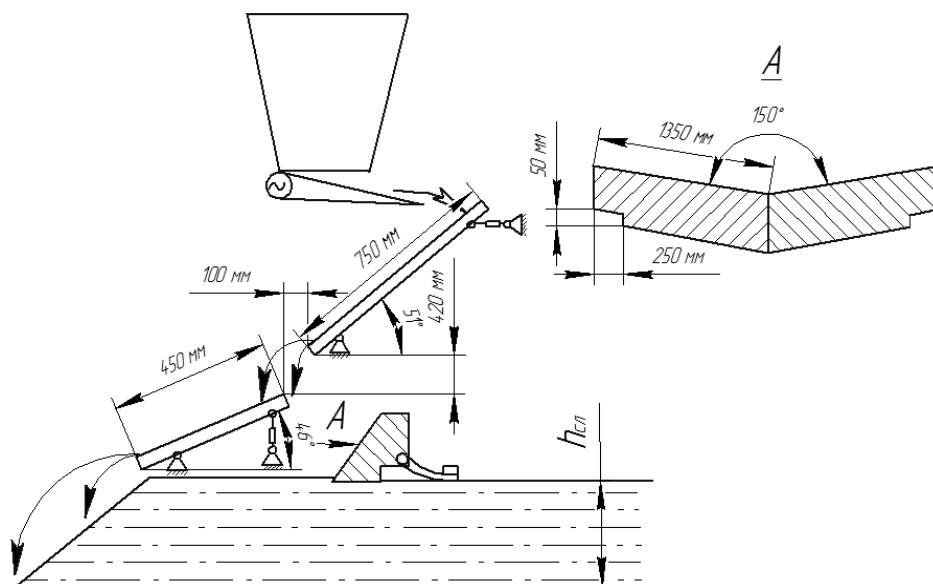


Рисунок 6 – Конструктивные характеристики модифицированного составного лотка

Полученное расчетным путем распределение фракционного состава материала по горизонтам слоя (рис.5) свидетельствует о том, что применение составного лотка позволяет максимально приблизиться к требуемой сегрегации фракций [1], тем самым обеспечить требуемое распределение топлива и стабилизировать тепловой режим спекания.

В работе [1] было установлено, что прибортовые зоны паллет нуждаются в повышенной концентрации топлива с целью обеспечения равномерного спекания слоя агломерата по ширине в связи с прибортовыми подсосами воздуха и потерей тепла через стенки спекательных тележек.

Известно [4], что для устранения влияния прибортовых подсосов применяется двухступенчатый составной лоток, состоящий из прямолинейного лотка и стреловидной второй ступени. В данной работе предлагается применение совместно с составным загрузочным лотком указанной стреловидной секции (рис.6). Использование последней, наряду с устранением выше указанных подсосов воздуха, позволит повысить концентрацию топлива в прибортовых зонах.

Конструкция стреловидной ступени предусматривает наличие двух щелей по краям секции, ширина которых выбрана на основании данных, полученных при исследовании газопроницаемости шихты по ширине паллеты, где зона прососов воздуха составляет 250-300 мм от стенок спекательных тележек. Стреловидная форма второй ступени обеспечивает перенос части шихты в сторону разгрузочных щелей. Шихта, выходя через щели, формирует утолщение 250 мм вдоль бортов на 50 мм выше основного слоя шихты (400-500 мм). Уплотнение боковых утолщений слоя шихты до заданной высоты обеспечивается гладилкой с давлением 0,01-0,02 МПа.

Выводы. В работе представлена методика расчета динамики процесса формирования слоя полидисперсной шихты при использовании составного загрузочного лотка. В результате расчетов определены конструктивные характеристики загрузочного узла:

$\alpha_1 = 51^\circ$; $\alpha_2 = 46^\circ$; $l_{г.з.} = 100$ мм; $h_{г.з.} = 420$ мм; $l_1 = 750$ мм; $l_2 = 450$ мм. Представлено полученное расчетным путем распределение фракционного состава материала.

Обеспечиваемая сегрегация классов крупности материала при использовании лотка указанной конструкции максимально близка к требуемому распределению [1], что позволит более равномерно распределить твердое топливо по горизонтам слоя, тем самым выровнять тепловой режим процесса спекания.

Предложена модификация составного загрузочного лотка с дополнительной стреловидной секцией, призванной снизить влияние прибортовых прососов воздуха на тепловой режим спекания.

Опыт использования составного лотка [5] свидетельствует об эффективности его применения. Таким образом, необходимо провести активные эксперименты с целью определения влияния работы предложенного лотка на производительность процесса агломерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мных А.С. Определение оптимального распределения твердого топлива в слое загружаемой шихты для выравнивания теплового режима агломерационного процесса [Текст] / А.С.Мных // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. – 2014. – №6. – С.47-51.
2. Мных А.С. Исследование динамики процесса формирования слоя аглошихты, подготовленной к тепловой обработке [Текст] / А.С.Мных // Технологический аудит и резервы производства. – 2015. – №2. – С.23-28.
3. Мных А.С. Определение сегрегации фракций аглошихты, требуемой для стабилизации теплового режима спекания [Текст] / А.С.Мных // Східно-Європейський журнал передових технологій. – 2015. – №1. – С.31-36.
4. Пат 42105 Україна, МПК F 27 В 21/06, С 22 В 1/16 (2009.01). Завантажувальний пристрій конвеєрної агломераційної машини / Овчинникова І.А., Міщенко І.М., Ілюхін О.Я., Овчинников О.В.; заявник та патентотримач Запорізький нац. техн. унів-т. – Заявл. 05.01.2009; опубл. 25.06.2009, Бюл. №12.
5. Сальников И.М. Составной загрузочный лоток агломашины [Текст] / И.М.Сальников, М.Ю.Пазюк, Ю.Д.Гузь // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1990. – №10. – С.5-7.

Поступила в редколлегию 04.03.2015.

УДК 669.183.213.2

ГЛУЩЕНКО О.Л., к.т.н., доцент

Дніпродзержинський державний технічний університет

МЕТОДИКА ВИЗНАЧЕННЯ ОСНОВНИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАСАДОК РЕГЕНЕРАТИВНИХ ТЕПЛООБМІННИКІВ МЕТАЛУРГІЙНИХ АГРЕГАТІВ

Вступ. Рациональное використання вторинних енергоресурсів промисловості безпосередньо впливає на умови енергопостачання й паливний баланс підприємства, а також на модернізацію технологічної схеми виробництва та його загальноекономічні показники. Енергетична модернізація виробничих високотемпературних процесів шляхом використання їх вторинних енергетичних ресурсів є джерелом суттєвої економії палива та пов'язаних з цим матеріальних цінностей. На даний час на металургійних підприємствах зосереджена значна кількість вторинних енергоресурсів. Якщо утилізувати ці енергоресурси, можливо отримати суттєву економію палива. Це завдання є актуальним для

всіх металургійних підприємств особливо в сьогоднішній час, коли спостерігаються значні економічні труднощі.

Постановка задачі. Важливим фактором, що визначає ефективність роботи регенераторів, є їхня здатність регенерувати тепло відхідних газів відповідно до вимог повного спалювання палива та аеродинамічних можливостей даного металургійного агрегату. Ступінь засвоєння теплоти і її віддачі у процесі роботи регенератора залежать як від вибору вогнетривких матеріалів, що регенерують тепло, так і від конструкції регенеративних пристроїв, а також від теплотехнічних факторів: температури відхідних газів, швидкості їхнього руху, графіка зміни напрямку руху відхідних газів і палива і т.п. Рациональний вибір конструкції та зносостійких вогнетривких матеріалів може виявитися одночасно ефективним як відносно поліпшення регенерації, так і підвищення стійкості елементів кладки регенератора. Зміна конструкції регенеративних насадок може істотно підвищити ефективність роботи регенератора.

Результати роботи. Для того, щоб дослідити теплову роботу регенеративних теплообмінників та удосконалити їх конструкцію, необхідно розробити математичну модель теплової роботи печей. Для вдосконалення конструкції регенераторів необхідно знати основні параметри насадок. З цією метою в роботі проведено теоретичні дослідження по визначенню наступних характеристик насадок: питомої поверхні нагрівання, питомого об'єму і живого перетину. В [1] наведено графічні залежності цих показників від розміру чарунки для різних типів насадок (Сименса, Петерсена, Каупера й насадок із брускової цегли). Однак інтервал дії цих кривих обмежується розміром чарунки [60; 180] мм. У тому ж випадку, коли розміри чарунок насадок будуть за межами цього інтервалу, розрахунки виконати неможливо. У роботі пропонуються рівняння, які дозволяють визначити основні характеристики насадок.

Розглянемо приклад визначення цих показників для насадки Сименса.

Питому поверхню нагрівання f_1 , $\text{м}^2/\text{м}^3$ визначаємо за допомогою ступеневої регресії, що має такий вигляд:

$$f_1 = b_0 \cdot a^{b_1}, \quad (1)$$

де a – розмір чарунки, м.

Ступенева регресія полягає у визначенні параметрів емпіричної залежності, що описує зв'язок між деяким числом N пари значень f та a , забезпечуючи при цьому найменшу середньоквадратичну похибку. Значення f_1 та a беремо із графіків [1].

Визначаємо b_1 й b_0 за наступними формулами [2]:

$$b_1 = \frac{\sum_{i=1}^N \ln a_i \sum_{i=1}^N \ln f_i - N \sum_{i=1}^N \ln a_i \cdot \ln f_i}{\left(\sum_{i=1}^N \ln a_i \right)^2 - N \cdot \sum_{i=1}^N (\ln a_i)^2}, \quad (2)$$

$$b_0 = \exp \left[\frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \ln f_i - b_1 \cdot \sum_{i=1}^N \ln a_i \right) \right]. \quad (3)$$

$N = 4$; $f_1(a)$ задані значеннями 20,5 (0,06); 16 (0,1); 13,45 (0,14); 11,85 (0,18) [1].

$$b_1 = \frac{(\ln 0,06 + \ln 0,1 + \ln 0,14 + \ln 0,18) \left(\frac{\ln 20,5 + \ln 16 + \ln 13,45 + \ln 11,85}{+ \ln 11,85} \right) - 4 \cdot (\ln 0,06 \cdot \ln 20,5 + \ln 0,1 \cdot \ln 16 + \ln 0,14 \cdot \ln 13,45 + \ln 0,18 \cdot \ln 11,85)}{(\ln 0,06 + \ln 0,1 + \ln 0,14 + \ln 0,18)^2 - 4 \left[(\ln 0,06)^2 + (\ln 0,1)^2 + (\ln 0,14)^2 + (\ln 0,18)^2 \right]} = -0,4995.$$

$$b_0 = \exp \left[\frac{1}{4} \left((\ln 20,5 + \ln 16 + \ln 13,45 + \ln 11,85) + 0,4995(\ln 0,06 + \ln 0,1 + \ln 0,14 + \ln 0,18) \right) \right] = 5,041.$$

Таким чином, залежність для визначення площі поверхні нагрівання має вигляд:

$$f_1 = 5,041 \cdot a^{-0,4995} \quad (4)$$

Для того, щоб визначити правильність знайденої залежності, побудуємо графічну залежність $f_1^P(a)$ і порівняємо її із графічною залежністю $f_1(a)$, що представлена в [1].

Для графіка визначимо додаткові точки за формулою (4): при $a = 0,06$ м $f_1^P = 20,551$ м²/м³; при $a = 0,1$ м $f_1^P = 15,923$ м²/м³; при $a = 0,14$ м $f_1^P = 13,459$ м²/м³; при $a = 0,18$ м $f_1^P = 11,872$ м²/м³; при $a = 0,21$ м $f_1^P = 10,992$ м²/м³; при $a = 0,225$ м $f_1^P = 10,619$ м²/м³.

Графічну залежність $f_1^{розр}(a)$ представлено на рис. 1.

Питомий об'єм (\mathcal{G}) визначається за гіперболічними регресіями [2], що полягає у визначенні параметрів функції

$$\mathcal{G}(a) = b_0 + \frac{b_1}{a}, \text{ м}^3/\text{м}^3. \quad (5)$$

Значення b_0 й b_1 визначаються за наступними формулами, а саме, з розв'язання системи рівнянь:

$$\begin{cases} b_0 \cdot N + b_1 \cdot \sum_{i=1}^N \frac{1}{a_i} = \sum_{i=1}^N \mathcal{G}_i; \\ b_0 \cdot \sum_{i=1}^N \frac{1}{a_i} + b_1 \cdot \sum_{i=1}^N \frac{1}{a_i^2} = \sum_{i=1}^N \frac{\mathcal{G}_i}{a_i}. \end{cases}$$

З [1] одержуємо наступні вихідні дані: $N = 4$; $\mathcal{G}(a)$ задані значеннями 0,513 (0,06); 0,4 (0,1); 0,313 (0,14); 0,263 (0,18).

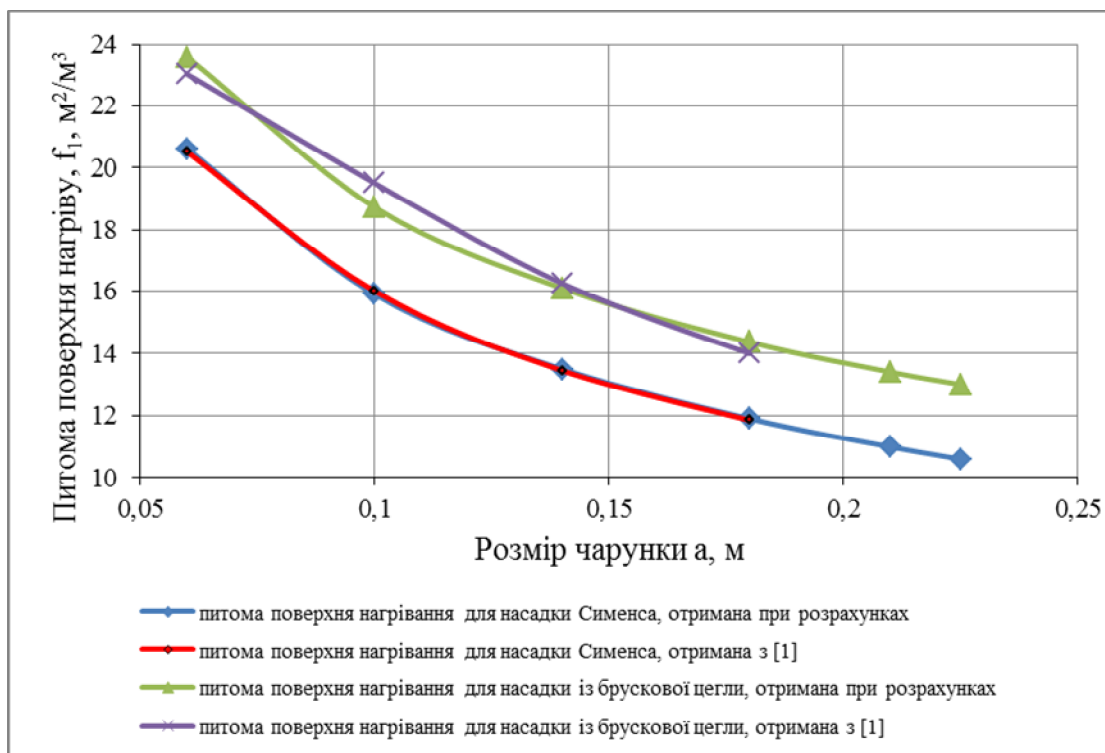


Рисунок 1 – Залежність питомої поверхні нагрівання від розмірів чарунки для насадки Сименса й насадки із брускової цегли

Розв'язуємо систему рівнянь

$$\begin{cases} b_0 \cdot 4 + b_1 \cdot \left(\frac{1}{0,06} + \frac{1}{0,1} + \frac{1}{0,14} + \frac{1}{0,18} \right) = 0,513 + 0,4 + 0,313 + 0,263; \\ b_0 \cdot \left(\frac{1}{0,06} + \frac{1}{0,1} + \frac{1}{0,14} + \frac{1}{0,18} \right) + b_1 \cdot \left(\frac{1}{0,06^2} + \frac{1}{0,1^2} + \frac{1}{0,14^2} + \frac{1}{0,18^2} \right) = \frac{0,513}{0,06} + \frac{0,4}{0,1} + \frac{0,313}{0,14} + \frac{0,263}{0,18}. \end{cases}$$

$$\begin{cases} 4 \cdot b_0 + 39,365 \cdot b_1 = 1,489; \\ b_0 \cdot 39,365 + b_1 \cdot 459,662 = 16,247. \end{cases}$$

З першого рівняння визначаємо b_0 та підставляємо це значення в рівняння (2):

$$\begin{aligned} b_0 &= \frac{1,489 - 39,365 \cdot b_1}{4}; \\ 39,365 \cdot \left(\frac{1,489 - 39,365 \cdot b_1}{4} \right) + 459,662 \cdot b_1 &= 16,247; \\ 14,654 - 387,401 \cdot b_1 + 459,662 \cdot b_1 - 16,247 &= 0; \\ 72,261 \cdot b_1 &= 1,593; \\ b_1 &= 0,022. \end{aligned}$$

Підставляємо значення b_1 в перше рівняння системи та визначаємо значення b_0 :

$$b_0 = \frac{1,489 - 39,365 \cdot 0,022}{4} = 0,156.$$

Підставляємо значення b_1 та b_0 у вираження (5)

$$g^{pozp.}(a) = 0,156 + \frac{0,022}{a}, \quad (6)$$

Для побудови графічної залежності $g^{pozp.}(a)$ визначаємо додаткові точки за допомогою рівняння (6): при $a = 0,06$ м $g^{pozp.} = 0,523$ м³/м³; при $a = 0,1$ м $g^{pozp.} = 0,376$ м³/м³; при $a = 0,14$ м $g^{pozp.} = 0,313$ м³/м³; при $a = 0,18$ м $g^{pozp.} = 0,278$ м³/м³; при $a = 0,210$ м $g^{pozp.} = 0,261$ м³/м³; при $a = 0,225$ м $g^{pozp.} = 0,254$ м³/м³.

Графічна залежність $g^{pozp.}(a)$ представлена на рис.2. Для співставлення на рис.2 наведено графік $g(a)$, що представлений в [1].

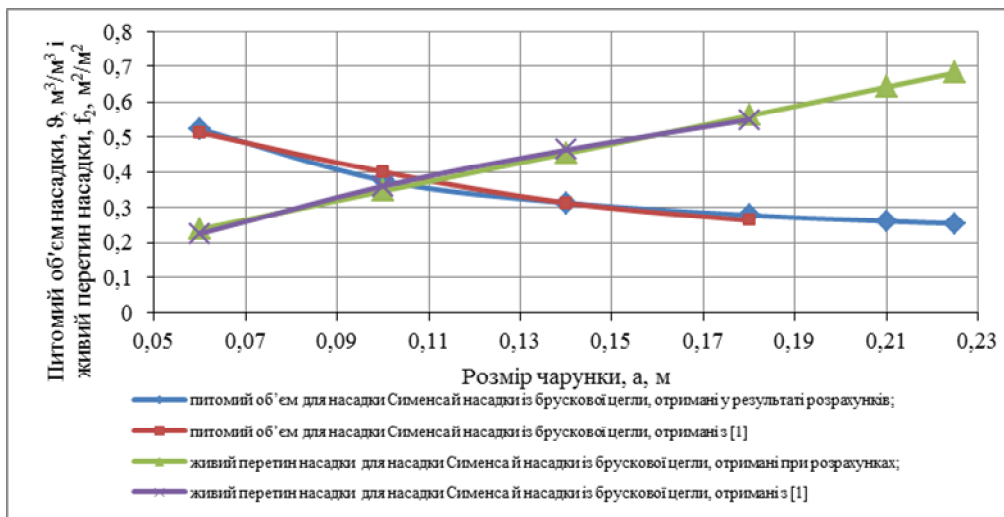


Рисунок 2 – Залежність питомого об'єму $g(a)$ та живого перетину насадки $f_2(a)$ від розміру чарунки для насадки Сименса й насадки з брускової цегли

Живий перетин насадки (f_2) визначаємо за лінійною регресією, що полягає у визначенні параметрів емпіричної лінійної залежності

$$f_2(a) = b_1 \cdot a + b_0, \text{ м}^2/\text{м}^2. \quad (7)$$

Значення b_1 й b_0 визначаємо за рівняннями:

$$b_1 = \frac{\sum_{i=1}^N a_i \cdot \sum_{i=1}^N f_{2_i} - N \cdot \sum_{i=1}^N a_i \cdot f_{2_i}}{\left(\sum_{i=1}^N a_i \right)^2 - N \sum_{i=1}^N a_i^2},$$

$$b_0 = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N f_{2_i} - b_1 \cdot \sum_{i=1}^N a_i \right).$$

З [1] одержуємо вихідні дані: $N = 4$; $f_2(a)$ задані значеннями 0,225 (0,06); 0,360 (0,1); 0,463 (0,14); 0,55 (0,18).

Визначаємо b_1 й b_0 :

$$b_1 = \frac{(0,06 + 0,1 + 0,14 + 0,18) \cdot (0,225 + 0,360 + 0,463 + 0,55) - 4 \cdot (0,225 \cdot 0,06 + 0,360 \cdot 0,1 + 0,463 \cdot 0,14 + 0,55 \cdot 0,180)}{(0,06 + 0,1 + 0,14 + 0,18)^2 - 4(0,06^2 + 0,1^2 + 0,14^2 + 0,18^2)} = 2,695.$$

$$b_0 = \frac{1}{4} [(0,225 + 0,360 + 0,463 + 0,55) - 2,695 \cdot (0,06 + 0,1 + 0,14 + 0,18)] = 0,0761.$$

Отримані результати b_1 й b_0 підставимо у рівняння (7), отримаємо наступну залежність:

$$f_2^{\text{расч.}}(a) = 2,695 \cdot a + 0,0761. \quad (8)$$

Для побудови графічної залежності $f_2^{\text{розр.}}(a)$ необхідно додатково отримати кілька точок за формулою (8): при $a = 0,06$ м $f_2^{\text{P}} = 0,238$ м²/м²; при $a = 0,1$ м $f_1^{\text{P}} = 0,346$ м²/м²; при $a = 0,14$ м $f_1^{\text{P}} = 0,453$ м²/м²; при $a = 0,18$ м $f_1^{\text{P}} = 0,561$ м²/м²; при $a = 0,21$ м $f_1^{\text{P}} = 0,642$ м²/м²; при $a = 0,225$ м $f_1^{\text{P}} = 0,682$ м²/м².

Графічна залежність $f_2^{\text{розр.}}(a)$ наведена на рис.2. Для співставлення представлено графічну залежність $f_2(a)$ [1].

Для всіх інших видів насадок розрахунки проводяться аналогічним чином.

Аналіз отриманих даних при розрахунку насадок різного типу. У [1] наведено графічні залежності питомої поверхні нагрівання, питомого об'єму і живого перетину насадки від радіуса чарунки насадок різного типу. Для точного розрахунку у тому випадку, коли розміри чарунок насадок Сименса, Петерсена та насадок із брускової цегли виходять за межі значень, представлених на графіках [1], необхідно мати залежності, за якими можна визначити необхідні параметри. При проведенні порівняльного аналізу отримано, що для насадки Сименса та насадки із брускової цегли отримані рівняння питомої поверхні нагрівання є діючими в інтервалі від $a = 60$ мм до $a = 250$ мм, тому що при $a = 30$ мм спостерігається велика похибка $f_1^{\text{розр.}}(a) \geq f_1(a)$. Такий же інтервал [60; 250] задовільний і при визначенні питомого об'єму та живого перетину насадки, при цьому графіки $f_2(a)$ й $\mathcal{A}(a)$ для насадки Сименса й насадки із брускової цегли збігаються. Аналіз даних, отриманих для насадки Петерсена (при ширині цегли $b = 65$ мм й $b = 75$ мм), показує, що графік питомої поверхні нагрівання, отриманий за розрахунками, практично збігається із графіком питомої поверхні нагрівання, що наведено у [1]. У цьому випадку діапазон дії отриманого рівняння збільшується від $a = 30$ мм і до $a = 300$ мм. Що ж стосується розрахунку питомого об'єму та живого перетину насадки, то графік для $\mathcal{A}(a)_{65}$ збігається з $\mathcal{A}(a)_{75}$, також як і збігається графік $\mathcal{A}^{\text{P}}(a)_{65}$ з $\mathcal{A}^{\text{P}}(a)_{75}$. Діапазон розміру чарунки, що задовольняє умовам рівняння, складе від $a = 30$ мм до $a = 210$ мм. Графічні залежності ж $f_2^{\text{P}}(a)_{65}$ і $f_2^{\text{P}}(a)_{75}$ дуже близькі. Однак діапазон розміру чарунки в цьому випадку менший і становить від $a = 75$ мм до $a = 275$ мм.

Величини f_1 , f_2 і ϑ , отримані в результаті дослідження, зведено у табл.1.

Таблиця 1 – Величини питомої поверхні нагрівання, питомого об'єму й живого перетину, отримані в результаті дослідження для різних типів насадок при $a = 60$ мм до $a = 100$ мм

Показники Тип насадок	a = 60 мм			a = 100 мм		
	$f_1, \text{м}^2/\text{м}^3$	$\vartheta, \text{м}^3/\text{м}^3$	$f_2, \text{м}^2/\text{м}^2$	$f_1, \text{м}^2/\text{м}^3$	$\vartheta, \text{м}^3/\text{м}^3$	$f_2, \text{м}^2/\text{м}^2$
Насадка Сименса	20,551	0,523	0,238	15,923	0,376	0,346
Насадка Петерсена (для $b = 65$ мм)	22,98	0,637	0,255	17,928	0,490	0,354
Насадка Петерсена (для $b = 75$ мм)	19,503	0,637	0,225	15,689	0,490	0,321
Насадка із брускової цегли	23,573	0,523	0,238	18,727	0,376	0,346
Насадка Каупера	15,36	0,770	0,230	14,692	0,633	0,367

Висновки. 1. Визначено основні характеристики насадок, а саме: питомої поверхні нагрівання, питомого об'єму й живого перетину (Сименса, брускова, Петерсена 65 і Петерсена 75) за допомогою методу апроксимації.

2. Розроблені апроксимаційні залежності дозволяють здійснювати розрахунок без використання графічного методу, який має обмеження стосовно розмірів чарунок.

3. Перевірка даної методики на адекватність показала, що похибка розрахунку основних характеристик насадок не перевищує 1%.

ЛІТЕРАТУРА

1. Теплотехнические расчёты металлургических печей / под общ. ред. А.С.Телегина. – М.: Металлургия, 1970. – 528с.
2. Дьяконов В.П. Справочник по алгоритмам и программам на языке Бейсик для персональных ЭВМ / Дьяконов В.П. – М.: Наука, 1987. – 240с.

Надійшла до редколегії 05.03.2015.

УДК 621.311.004.18

ПАБАТ А.І., к.т.н., доцент

Дніпродзержинський державний технічний університет

ІННОВАЦІЙНИЙ СПОСІБ ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ТЕПЛОВОГО ОБЛАДНАННЯ

Вступ. В останні роки підвищення ефективності енергетики ЖКГ і насамперед ефективності використання палива пов'язують в основному з двома технологіями: 1) з використанням кисню як окислювача; 2) з високотемпературним підігрівом повітря за рахунок глибокої утилізації теплоти вихідних газів унаслідок застосування регенеративних пальників. Якоюсь мірою ці технології можна розглядати як конкуруючі, кожна з них має і переваги, і недоліки, тому вибір тієї чи іншої технології залежить від конкретних обставин для кожного об'єкта.

В Україні і країнах СНД кисень у нагрівальних печах і пристроях не застосовується. За літературними даними технології використання кисню одержали широке по-

ширення в США, Швеції, Німеччині, Франції, Південній Кореї, де його широко використовують на різних технологічних об'єктах завдяки різним результатам – питомі витрати палива і викиди оксидів азоту знижуються в кілька разів.

Газокисневе опалення одержує усе більш широке поширення, і основним спонукальним аргументом у цьому випадку є зниження викидів оксидів азоту з димовими газами. Ефективність застосування кисню як окислювача при спалюванні газів визначається по суті одним фактором – виключенням баластового азоту з участі в процесі спалювання палива. Як наслідок, фізичні основи ефективності застосування кисню включають такі параметри: високу температуру горіння; високу концентрацію теплової потужності; невеликий у порівнянні з горінням у повітрі обсяг продуктів згорання палива, отже, менший винос тепла з димовими газами при однаковій температурі; турбулізацію потоку продуктів горіння, що збільшує тепловіддачу конвекцією; збільшення теплового потоку внаслідок підвищення концентрації в продуктах горіння випромінюючих триатомних газів; рекомбінацію дисоційованих продуктів згорання на поверхні, що нагрівається, з передачею їй значної частини схованої теплоти рекомбінації в технологіях прямого опалення газокисневим полум'ям.

Постановка задачі. Фізичні і технологічні аспекти використання кисню наступні. Швидкість поширення полум'я водню в суміші з киснем у 4,2 рази і метану в 10,0 разів вища в порівнянні із сумішами з повітрям і складає 11,75 і 3,95 м/с. Межі запалення генерованого продуктами горіння CO у кисні істотно відрізняються від таких для інших газів, що пояснюється каталітичним впливом парів води на горіння CO.

Залежність температури горіння від концентрації кисню в окислювачі для природного газу наведена на рис. 1.

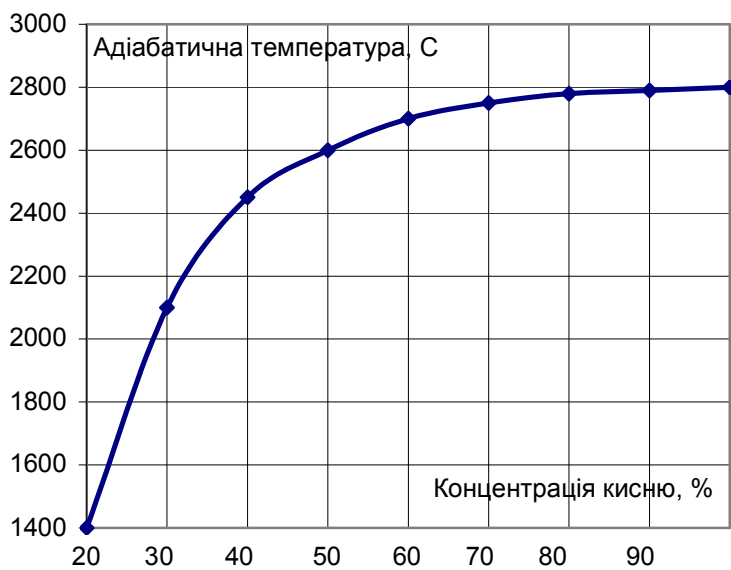


Рисунок 1 – Залежність температури горіння від концентрації кисню

Зокрема, основний підйом температури горіння відбувається до концентрації кисню 50%, а при більш високих концентраціях ріст температури сповільнюється внаслідок збільшення витрати теплоти на дисоціацію продуктів горіння. Температура горіння, наприклад, природного газу при такому збагаченні така ж, яку можна було б досягти при підігріві повітря до 1450°C, що практично нереально. Вигода від підвищення температури горіння в кисні очевидна – це зростання теплового потоку від полум'я пропорційно тем-

пературі в ступені 3,5. Однак, високі температури середовища можуть бути не тільки благом, але при неправильному використанні кисню призвести до місцевих перегрівів і руйнувань теплового захисту приладів опалення. Іншим стримуючим застосування кисню технологічним фактором є небезпека збільшення з димовими газами викидів токсичних оксидів азоту. Обидві ці небезпеки усуваються при використанні технологій, що одержали назву FLOX (Flameless Oxy-fuel – безполум'яне газокисневе спалювання), чи DOC (Diluted Oxygen Combustion – спалювання з киснем при розведенні). Вони іде-

нтичні і являють собою не традиційне безполум'яне спалювання, а спалювання в полум'ї, яке стає невидимим при температурах вище 850 °С. Паливо і кисень подаються з високими швидкостями витікання із сопел газокисневих пальників, так що спалювання відбувається в полум'ї, відірваному від зрізу пальника. На ділянці відриву в струмінь інjektуються продукти згоряння і завдяки розведенню газокисневого полум'я більш холодними продуктами горіння температура смолоскипа знижується і у деяких випадках може бути нижча, ніж при спалюванні з повітрям. Одночасно знижується і концентрація оксидів азоту.

Одним з факторів, що найбільш помітно впливають на підвищення ефективності використання палив при їхньому спалюванні з киснем, є зменшення обсягу продуктів згоряння в порівнянні зі спалюванням у повітрі. У скільки разів зменшується обсяг продуктів згоряння, у стільки ж разів підвищується ефективність використання палива (при однаковій температурі газів при спалюванні з невідігрітим повітрям). Для традиційних газових палив обсяг

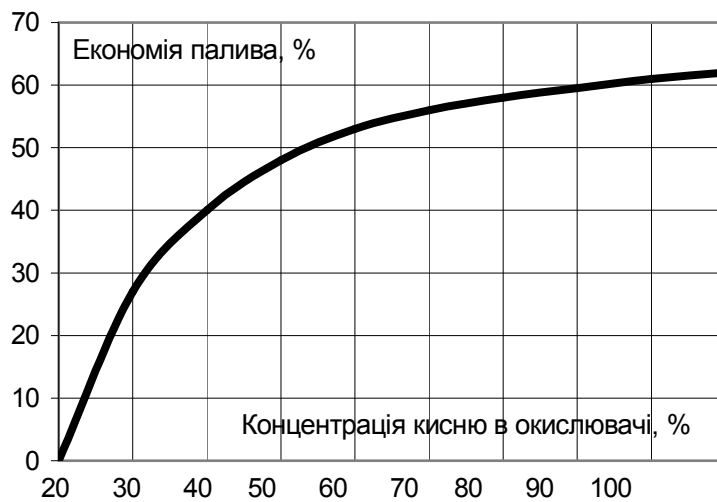


Рисунок 2 – Залежність ефективності використання палива від концентрації кисню

димових газів знижується приблизно в 3,5 рази. Однак, це не означає, що витрата палива обов'язково зменшиться в стільки ж разів, тому що на практиці температура димових газів газокисневого полум'я за умовами теплообміну виявляється трохи вищою, ніж газоповітряних [1]. Економію палива від застосування кисню в якості окислювача представлено на рис.2.

В технологіях опалення ЖКГ кисень в якості окислювача ніколи не застосовувався насамперед внаслідок високої вартості, відсутності прийнятних технологій видобутку та доставки. На сьогодні використання кисню в технологіях опалення ЖКГ стало можливим завдяки промислового видобутку кисню за використання мембранних технологій (табл.1), які забезпечують видобуток кисню вартістю 300-350 грн/м³ в об'ємі 50-100 м³ за добу при тиску 0,07 бар навіть без використання електричних компресорів за рахунок власної тяги приладів опалення, що видається економічно доцільним насамперед для індивідуального опалення особливо за надмірної вартості природного газу.

високої вартості, відсутності прийнятних технологій видобутку та доставки. На сьогодні використання кисню в технологіях опалення ЖКГ стало можливим завдяки промислового видобутку кисню за використання мембранних технологій (табл.1), які забезпечують видобуток кисню вартістю 300-350 грн/м³ в об'ємі 50-100 м³ за добу при тиску 0,07 бар навіть без використання електричних компресорів за рахунок власної тяги приладів опалення, що видається економічно доцільним насамперед для індивідуального опалення особливо за надмірної вартості природного газу.

Таблиця 1 – Способи одержання кисню

Способи одержання кисню	Чистота по кисню, %	Тиск поставки, бар	Енерговитрати, КВт-г/м ³
Криогенні установки	70-99	0,2-17,5	330-360
Доставка в рідкому вигляді	99,5	17,5	1000-1150
Мембранна технологія	28-35	0,07	350-370

Інтенсивний розвиток технологій мембранного поділу малих молекул відбувався в 60-і роки ХХ століття, що було викликано необхідністю створення умов автономного

життєзабезпечення в підводних і космічних апаратах. Як мембрану було використано суцільний матеріал – тонка, $\sim 1\text{мкм}$, полімерна плівка, поверхня якої складає сотні квадратних метрів в одному модулі. Мембрана – перегородка, що розділяє об'єм на дві частини. Фізичний принцип поділу ґрунтується на прояві розходження структурних властивостей молекул кисню й азоту. Зокрема, через розходження кінетичних діаметрів (кисень $\text{O}_2 \sim 3,46\text{Å}$, азот $\text{N}_2 \sim 3,64\text{Å}$) кисень, як менший, може швидше переміщатися в матеріалі мембрани, і, отже, у більшій кількості накопичуватися в іншому об'ємі – принцип різного опору руху. Мала відмінність діаметрів ($\sim 8\%$) робить процес повітряного розподілу досить тонким. Існує правило: чим вищий ступінь поділу, тим менша пропускна здатність. Зокрема полімерна мембрана Японської корпорації **Matsushita** представлена на ринку як кондиціонер, що створює підвищену концентрацію кисню ($\sim 27\%$) у приміщеннях, розташованих на загазованих автомобілями вулицях. Рамкова конструкція – аналог розробки 60-х років. Працює під дією розрідження, забирає повітря з вулиці. Інша технологія – цеоліти – пористі міцні алюмосилікатні кристали з дуже складною структурою, елементарна цеглинка якої містить багато десятків атомів. Їхні пори правильної форми, з'єднуючись між собою через «вікна», утворюють усередині кристалів правильну мережу наскрізних каналів (галерей). На початку 80-х років розроблено технологія одержання полікристалічних монолітів з порошків цеоліту («вікна» – $2,2\text{Å}$) і похідних від нього рядів нестехіометричних содалітів, що зберігають фізичні властивості вихідних мікрокристаліків. Тоді ж на спосіб і матеріал були отримані патенти Японії, США, Англії, Італії, Франції, ФРН і Швеції. Монолітна полікристалічна пластинка цеоліту товщиною $0,3\text{ мм}$ – оптично прозора, щільність відповідає кристалічній, за механічними властивостями близька до скла, вібростійка, допускає механічне очищення і мийку, працездатна у всьому діапазоні температур, включаючи високі, до межі стійкості цеоліту, витримує високі тиски. Порошок цеоліту із придатними для розділення повітря каналами пресується так, щоб виник склоподібний, монолітний блок зі структурою вихідних мікрокристаліків. Далі блок ріжуть на пластинки і використовують їх як мембрани.

Оцінки показують, що пристрій з цеолітовою мембраною для випадків задоволення потреби людини в надлишковому кисні може розміститися в габаритах, близьких до сірникової коробки. Мембрана також захистить від пилу, мікробів, неприємних запахів, отруйних речовин. Вона може бути використана не тільки в окремих цілях і умовах, але стати повсякденним пристроєм кожної людини, змінити стиль життя. За рахунок повного спалювання можна додатково одержати близько 20% енергії при відсутності токсичних викидів. З підвищенням концентрації кисню процес горіння інтенсифікується, це відкриває можливість використання різних нових видів палива, включаючи біопаливо і сміття, без істотних підготовчих перетворень. Технологічний прорив у процесах поділу має обвальні наслідки для індустрії вуглеводнів. Кінцевий ефект буде полягати в зниженні на 75% енергетичної складової у продукції і на 60% – у капітальних витратах.

Результати роботи. Розробка має відношення до теплотехніки і може бути використана при спалювання палива в системах опалення побутових, сушильних, підігрівальних, термічних, плавильних печей, парових і водогрійних казанів та інших теплових агрегатів.

Відомий спосіб підвищення тепловіддачі продуктів згорання палива, переважно побутових печей, який полягає в одержанні безпосередньо самих продуктів згорання шляхом спалювання палива в печі з наступним відбором у продуктів згорання тепла за допомогою розігріву ними нагрівальних елементів печі зі збільшенням довжини каналів для відводу продуктів згорання в димар, а основний потік продуктів згорання після його одержання розділяють, як мінімум, на два додаткових проміжних потоки шляхом установки на шляху основного потоку профільованого екрана з вікнами, переважно у

його периферійній зоні, і направляють отримані додаткові проміжні потоки продуктів згоряння через згадані вікна до стінок печі, після чого кожен додатковий проміжний потік продуктів згоряння розвертають і пропускають його по каналах уздовж стінок печі в її частині, розташованій в безпосередній близькості біля труби, потім розвертають додаткові проміжні потоки продуктів згоряння, переважно всі, як мінімум, один раз, назустріч один одному і додають кожному згаданому потоку обертальний рух, переважно по спіралі, потім перемішують додаткові проміжні обертові потоки продуктів згоряння між собою і направляють основний обертовий потік, що утворився, продуктів згоряння в димар [2].

Недоліком способу підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива є низька ефективність використання теплової енергії палива внаслідок необхідності підігріву інертного атмосферного азоту, який вносить з продуктами згоряння значну частину теплової енергії, яка погано піддається рекуперації.

В основу розробки поставлена задача удосконалення способу підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива за допомогою зменшення концентрації азоту і збільшення концентрації кисню в подаваному на горіння атмосферному повітрі, що збільшує ефективність використання енергії палива внаслідок збільшення повноти згоряння палива і зменшення виносу частини теплової енергії з димовими газами (патент).

Поставлена задача досягається тим, що в способі підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива, який полягає в одержанні безпосередньо самих продуктів згоряння шляхом спалювання палива в печі з наступним відбором у продуктів згоряння тепла за допомогою розігріву ними нагрівальних елементів печі, процес спалювання палива здійснюють у збідненому азотом повітрі з підвищеною концентрацією кисню [3].

Збільшення концентрації кисню в подаваному на горіння атмосферному повітрі збільшує повноту згоряння палива, що збільшує енергетичні показники нагрівального обладнання і зменшує частку екологічно шкідливих продуктів згоряння та пилу в димових газах.

Зменшення концентрації азоту в подаваному на горіння повітрі зменшує витрати теплової енергії на нагрівання інертного азоту, який вноситься з димовими газами та зменшує концентрацію окислів азоту в димових газах, що збільшує енергетичні показники нагрівального устаткування і поліпшує екологічні характеристики процесу спалювання палива.

На рис.3 наведено залежність ефективності нагрівального устаткування при зменшенні концентрації азоту.

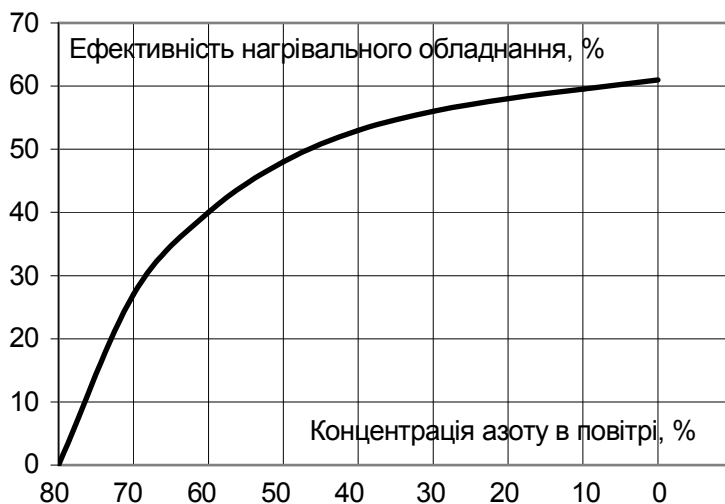


Рисунок 3 – Залежність ефективності нагрівального устаткування при зменшенні концентрації азоту

Реалізація способу підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива здійснюється в такий спосіб. Використовуване для горіння атмосферне повітря піддають сепарації за допомогою молекулярних сит, що збільшує концентрацію кисню при одночасному зниженні концентрації азоту. Ефективність застосування кисню як окислювача при спалюванні палив визначається насамперед підвищенням температури згоряння палив (рис.1).

Одним з факторів, які найбільш помітно впливають на підвищення ефективності використання палив при їхньому спалюванні зі зниженою концентрацією азоту є зменшення обсягу продуктів згоряння в порівнянні зі спалюванням у повітрі. У скільки разів зменшується обсяг продуктів згоряння, у стільки ж разів підвищується ефективність використання палива (при однаковій температурі газів при спалюванні з невідігрітим повітрям), і для традиційних палив обсяг димових газів знижується приблизно в 2-3 рази.

На сьогодні використання кисню в технологіях опалення стало можливим завдяки промислового видобутку кисню за використання мембранних технологій, які забезпечують сепарацію повітря та видобуток кисню вартістю 30-35 грн/м³ за рахунок власної тяги приладів опалення навіть без використання електричних компресорів, що видається економічно доцільним насамперед для індивідуального опалення особливо за надмірної вартості природного газу.

Висновки. Таким чином, використання способу підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива внаслідок зменшення концентрації азоту і збільшення концентрації кисню в подаваному на горіння атмосферному повітрі дійсно збільшує ефективність використання енергії палива внаслідок збільшення повноти згоряння палива і зменшення виносу частини теплової енергії з димовими газами та поліпшує екологічні характеристики приладів опалення.

ЛІТЕРАТУРА

1. Карп И.Н. Продукты сгорания природного газа при высоких температурах / Карп И.Н., Сорока Б.С., Дашевский Л.Н., Семерница С.Д. – Киев : Техника, 1997. – 380с.
2. Патент № 2446360 Российская Федерация, МПК⁷ F24B5/0, F24B7/00. Способ повышения теплоотдачи продуктов сгорания топлива бытовых печей / Ферингер А.П.; Заявитель и патентообладатель Общество с ограниченной ответственностью „Завод Ферингер и К.” – № 2010142429/03; заявл. 19.10.10; опубл. 27.03. 12, Бюл. № 18.
3. Патент № 94757 Україна, МПК F24B 5/00, F24B 7/00. Спосіб підвищення тепловіддачі продуктів згоряння палива / Пабат А.І., Кирєєв В.П., Гречин К.О.; заявник і власник патенту Дніпродзерж. держ. техн. унів-т. – № U 201407316; заявл. 01.07. 14; опубл. 25.11.14, Бюл. № 22.

Надійшла до редколегії 05.03.2015.

УДК 666.1.031.2/.6:66.042.882.2

АГЕЕВ К.В., аспірант
ДЕНИСОВА А.Е., д.т.н., професор

Одесский национальный политехнический университет

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ РЕКУПЕРАТОРОВ ДЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ АГРЕГАТОВ

Введение. Наибольшие перспективы для промышленной энергетики имеют вихревые теплообменники с активными гидрогазодинамическими режимами (циклонные и вихревые), анализ эффективности которых показывает, что указанные устройства по критерию энергетической эффективности значительно превосходят теплообменники других типов [1]. Следует отметить, что в современных работах по теории вихрей [2, 3] предложены различные модели вихревых процессов, имеющих ряд неточностей из-за несогласованности подхода к результатам исследований. Поэтому необходим комплексный подход к изучению гидрогазодинамических процессов теплообмена в аппаратах с вихревыми спиральными структурами потоков. Наиболее перспективным с точки зрения практического применения теории вихрей является экспериментальное и

теоретическое исследования вихревых структур в теплообменных аппаратах для определения их устойчивости.

Современные рекуператоры согласно Энергетической стратегии Украины до 2030 г. должны быть: изготовлены из нелегированных сталей, компактными, пониженной металлоемкости, т.е. иметь повышенный коэффициент энергоэффективности, определяемый как отношение степени рекуперации теплоты к весу аппарата.

Разработка теплообменников, где реализуются вихревые движения, а также исследование протекающих в них гидрогазодинамических процессов является актуальной задачей, решение которой позволит разработать энергосберегающие рекомендации по созданию высокоэффективных теплотехнических агрегатов.

Постановка задачи исследования струйно-вихревых рекуператоров. Особенностью работы струйно-вихревых рекуператоров, предложенных в работе [4], согласно теории концентрированных вихрей является формирование системы вихревых шнуров f (рис.1), формирующихся за несимметричной струей, истекающей в сносный поток.

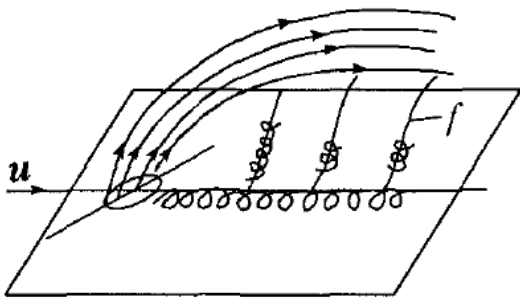


Рисунок 1 – Система вихревых шнуров f за несимметричной струей, истекающей в сносный поток

нити также отклоняются от прямолинейной траектории движения вследствие свойства вихревого ядра быть проводником возмущений, в процессе существования вихревых структур наблюдается явление распада вихря.

Указанные особенности формирования и существования вихревых спиральных структур в рекуператоре на основе струйно-вихревой технологии делают невозможным создание численного описания его работы на основе представлений о происходящих в системе процессах как исключительно вихревых, циклонных.

Численное CFD-моделирование для задания граничных условий модели требует предварительных экспериментов с физической моделью (холодным аэродинамическим стендом), при разработке которой необходимо учитывать особенности работы струйно-вихревой системы для обеспечения адекватности полученных на физической модели данных.

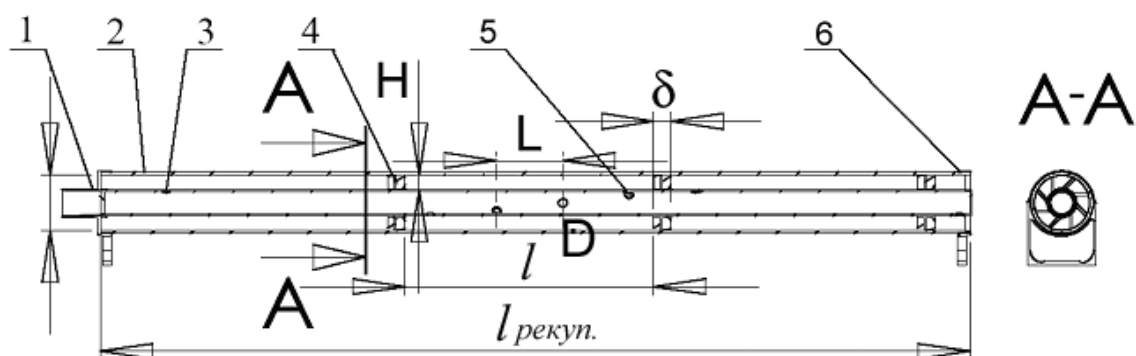
Особенности CFD-исследования систем на основе вихревого эффекта. Современным методом исследования процессов теплообмена, движения потоков воздуха, процессов сушки/нагрева ими рабочего тела и пр. также является создание аэродинамического холодного стенда (физической модели), в том числе в уменьшенном масштабе с сохранением по критериям подобия адекватной связи с объектом исследования натуральной величины, для получения прямыми измерениями граничных условий процесса, визуализации и фиксирования полученных результатов с помощью скоростной фото- и видеосъемки для последующего CFD-моделирования протекающих в рабочем пространстве исследуемого объекта процессов [5].

С учетом неустойчивости вихревых спиральных структур практический интерес представляет теория концентрированных вихрей, которая основана на обобщении и систематизации опытных данных. Согласно этой теории наиболее характерными являются возмущения винтовой либо спиральной формы, широко распространенные в природе и технике, а изучению процессов с прецессирующим вихревым ядром (вихрем винтовой формы) в настоящее время исследователи уделяют большое внимание. При этом данные экспериментов показывают, что вихревые

Известны исследования [6], выполненные методами физического моделирования на аэродинамическом стенде с использованием двулучевого лазерного доплеровского анемометра фирмы «Dantec Measurement Technology A/S» для получения распределенных осредненных и пульсационных значений тангенциальной и осевой составляющих вектора скорости с последующим численным исследованием средствами программного комплекса ANSYS-CFX и модели турбулентности Shear Stress Transport k-w.

В работе [7] экспериментальное наблюдение вихревых структур проводилось на гидродинамическом стенде для исследования турбулентных закрученных течений, который представляет собой замкнутый гидравлический контур (производительность по воде 8 л/с, напор – 1 атм.) с рабочей камерой из оргстекла квадратного сечения длиной 625 мм. Полученные в рабочем пространстве закрученные вихревые структуры фотографировались с последующим CFD-моделированием протекающих вихревых процессов на основе решений, осредненных по параметру Рейнольдса уравнений Навье-Стокса. Кроме того, на основе результатов имитационного и CFD-моделирования предлагались различные алгоритмы оптимизации работы вихревых камер и предложен алгоритм [7], позволяющий обеспечить заданные параметры на выходе вихревой трубы при варьировании параметров давления и температуры на ее входе.

Для исследования сложных турбулентных процессов, протекающих на воздушной стороне рекуператора указанной выше «струйно-вихревой» конструкции, на начальном этапе было принято решение о создании физической модели (аэродинамический холодный стенд) для измерения граничных условий для последующего математического CFD-моделирования струйно-вихревого теплообменника и имитационного моделирования струйно-вихревой системы посредством вдувания в рабочее пространство цветного дыма и воздуха (рис.2) [4].



- 1 – входная крышка с боковым патрубком для одновременной подачи дыма и воздуха и подставкой; 2 – наружная труба; 3 – перфорированная внутренняя вставка;
4 – модель распорки-завихрителя; 5 – сопло; 6 – выходная крышка с подставкой

Рисунок 2 – Конструкция и основные параметры физической модели «струйно-вихревого» рекуператора [4]

Установка представляет собой физическую модель рекуператора, с измерительной аппаратурой и вычислительным блоком. Физическая модель представляет собой две коаксиально собранные трубы – наружную трубу 2 и внутреннюю трубу 3, изготовленные из оргстекла, при этом внутренняя труба 3 имеет спиральную перфорацию соплами круглой формы 5. Для соединения труб и придания жесткости, а также подключения измерительного оборудования на входе и выходе коаксиально расположенных труб установлены входная крышка 1 с боковым патрубком и подставкой и выходная крышка с подставкой 6. Во внутреннем пространстве физической модели установлены согласно

патенту [8] неподвижные распорки-завихрители, изготовленные из ABS-пластика методом объемного стереолитографического прототипирования (3D-печать) (рис.2). В качестве измерительной аппаратуры при подаче воздуха во внутреннюю перфорированную по спирали вставку применялись цифровой дифференциальный манометр-термоанемометр DT-8920 с трубкой Пито-Прандтля, позволяющей измерять дифференциальное давление, избыточное полное давление, температуру и рассчитывать скорость и объемный расход потока, а также импеллерный анемометр MS6252B с функцией измерения температуры, скорости потока и объемного расхода воздуха до температур 50°C. Измерение указанных характеристик потока производилось тем же прибором DT-8920. Оба прибора через USB-порт подключают к ПК, что позволяет фиксировать данные измерений скоростей, давлений, расходов и температур в режиме реального времени в программной среде, которая поставляется вместе с приборами. Технические характеристики измерительных приборов DT-8920 и MS6252B приведены в табл.1.

Таблица 1 – Технические характеристики термоанемометра DT-8920

Давление			
Единицы	Диапазон	Дискретность	Погрешность
Pa (Па)	5 000	1	± 0,3% от диапазона при 25°C
Максимально допустимое давление	50 000 Па		
Повторяемость	± 0,2% (макс. ± 0,5% от диапазона)		
Линейность/гистерезис	± 0,29% от диапазона		
Время отклика	0,5 с		
Скорость			
Единицы	Диапазон	Дискретность	Погрешность
m/s (м/с)	10,00...80,00	0,01	± 2,5% при 10 м/с
Температура			
°C	0,0...+50,0	0,1	± 1°C

Аэродинамический стенд (физическая модель рекуператора) работает следующим образом. На вход аэродинамического стенда из нагнетателя подается воздух со скоростями более 20 м/с, который поступает в воздушную перфорированную трубу 3 с шагом между перфорированными соплами 1.

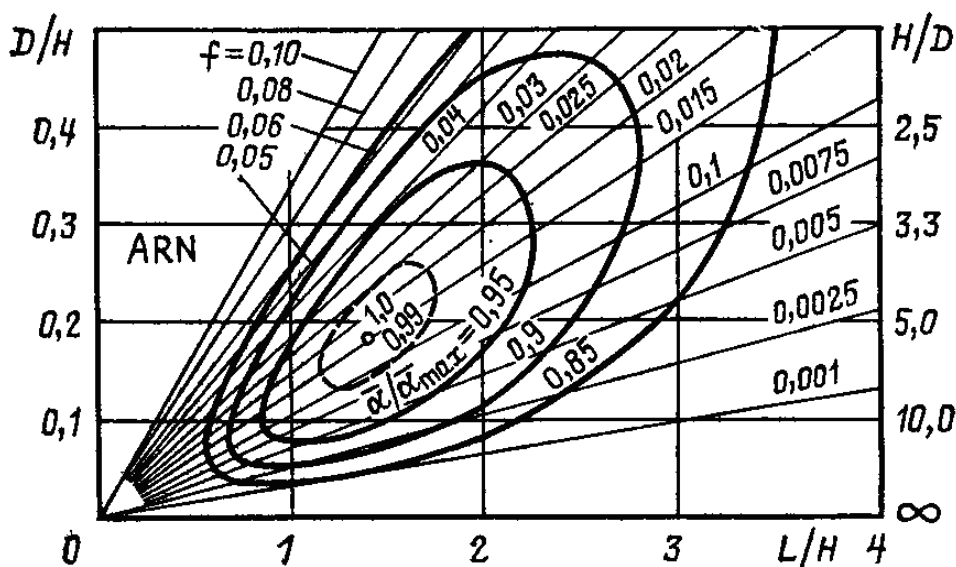
Подаваемый воздух при прохождении по внутренней воздушной трубе 3 при истекании из перфорации 5 формирует турбулентный вихрь из исследуемых импактных (ударных) струй [9], аэродинамические характеристики которых, как граничные условия для последующего CFD-моделирования, необходимо получить в результате экспериментов. Импактные (ударные) струи взаимодействуют с наружной плексигласовой трубой аэродинамического стенда диаметра D, которая моделирует нагретую стенку внешней трубы рекуператора, происходит диссипация струй, разбиение на вихревые флуктуации, искривление траектории и пр.

Сформированный при истекании воздуха из внутренней воздушной перфорированной трубы турбулентный вихрь проходит вдоль зазора Н между внутренней перфорированной по спирали трубой и наружной трубой физической модели рекуператора. Вдоль внутренней перфорированной по спирали трубы 3 расположены распорки-завихрители, обеспечивающие дополнительную турбулизацию сформированного вихря.

Для обеспечения фото/видео- фиксации работы стенда и протекающих в рабочем пространстве канала процессов турбулизации истекающих из перфорированных

сопел струй, формирования суммарного турбулентного вихря из импактных струй и дополнительного закручивания при натекании общего турбулентного вихря на стенку наружной трубы 2 в рабочее пространство стенда подавали дым, генерируемый дымовой машиной Chauvet Hurricane 700. Дым представляет собой аэрозоль, получаемый возгонкой до парообразного специального концентрата («fog fluid»), представляющего собой нетоксичный и негорючий раствора глицерина с воде с последующим распылением через сопло дым-машины.

Результаты работы. Поскольку струйно-вихревая конструкция рекуператора с активными гидрогазодинамическими режимами на воздушной стороне предполагает высокую компактность для обеспечения повышенных удельных показателей, прогноз эффективности рекуператора на основе близкого к оптимальному взаимного расположения круглых сопел был проведен по номограмме для совокупности круглых сопел (рис.3) в зависимости от параметров взаимного размещения сопел — соотношений диаметров сопел D , шага между соплами L и зазора между перфорированной трубой и нагреваемой стенкой H [10].



D – диаметр сопла; H – зазор между перфорированной трубой и нагреваемой трубой (стенкой) рекуператора; L – шаг между соплами; f – площадь сопел

Рисунок 3 – Номограмма оптимизации струйной системы для теплообменников

Для решения задачи пространственного размещения сопел и определения сопротивления внутренней воздушной трубы – генератора импактных (ударных) струй и первичного генератора вихревого спирального движения в рабочем пространстве струйно-вихревого рекуператора, очевидно, в малой степени либо вовсе не могут быть применимы стандартные методики расчетов металлических трубчатых рекуператоров. Номограмма оптимизации струйной системы для круглых сопел (рис.3) представляет собой проекцию на плоскости пространственной трехмерной поверхности отношений средних коэффициентов теплоотдачи α к максимальным средним коэффициентам теплоотдачи α_{max} для некоторой температуры нагрева наружной стенки рекуператора и пространственного взаимного размещения сопел.

Анализ номограммы (рис.3) дает возможность прогнозировать диапазон соотношений H/D и L/H учитывая площадь сопел (фактически учитывая теоретически возможный расход воздуха). Так с увеличением площади сопел и увеличении расхода, максимальное соотношение $\alpha/\alpha_{max} \sim 0,95$ может быть достигнуто при $H/D = 2-11$ и $L/H = 1-2,8$. До-

стижимый на практике показатель $\bar{\alpha} / \bar{\alpha}_{\max} \sim 0,85$ (85 % эффективность) показывает, что рекуператоры на основе технологии импактных струй могут применяться в самом широком диапазоне размеров сопел, расходов воздуха и диаметров труб.

Для предлагаемой в настоящей работе струйно-вихревой технологии, кроме оптимизации форм, диаметров сопел и их размещения существенное влияние на эффективность рекуперации тепла будет оказывать наличие неподвижного оребрения в форме распорок-завихрителей, которое обеспечивает дополнительную закрутку турбулизованного потока нагретого воздуха, следовательно возможно повышение эффективности такой системы до 0,9–0,95 либо даже больших значений $\bar{\alpha} / \bar{\alpha}_{\max}$. Однако такое повышение эффективности (рис.3) будет накладывать некоторые ограничения на область параметров H/D и L/H сдвигая их к $H/D \leq 3-4$, а $L/H \leq 1-2,5$. Повышение параметра H будет неблагоприятно влиять на работу неподвижного оребрения, поскольку большая высота распорок-завихрителей будет способствовать проявлению при их обтекании эффектов, наблюдаемых при обтекании крыльев самолетов либо кавитационных эффектов за плоскостью гребного винта.

Измерения параметров воздушного потока проводились отдельно для входа и выхода аэродинамического стенда, время одного измерения составляло 100 с, включающих 10 с работы измерительной аппаратуры без подключения нагнетателя воздуха и 90 с – после подачи воздуха в рабочую полость стенда при неизменных параметрах перфорированной вставки и расположения оребрения. Частота записи данных – 1 с при измерении дифференциального давления (P_{diff}), избыточного полного давления (P_{total}), температуры; расчет скорости (м/с) и объемного расхода ($\text{м}^3/\text{с}$) проводились циклично по 3 раза для получения статистически достоверной выборки данных и возможности усреднения полученных результатов измерений. По данным измерений расчетным путем получены значения статического давления (статического напора) (P_{stat}), массового (кг/с) и объемного расхода воздуха ($\text{м}^3/\text{с}$) для стандартных условий – температура 20°C, плотность воздуха 1,2 кг/м³.

Для анализа процессов, выявленных CFD-моделированием по данным аэродинамических исследований на физической модели струйно-вихревого рекуператора, использованы графические зависимости основных параметров его работы: скорости нагретого воздуха на выходе теплообменника, удельного теплового потока и скорости отходящих газов.

Анализ поведения функции скорости потока воздуха на выходе рекуператора (рис.4) показывает, что после достижения нагретой стенкой теплообменника температуры 200°C (473 К) наблюдается повышение крутизны графика скорости для конструкции ФМ с 4-мя и 1-й распорками-завихрителями, максимальная скорость на выходе рекуператора прямо пропорционально связана с температурой нагрева наружной стенки рекуператора – при повышении этой температуры в диапазоне 200-400°C (473-673 К) скорость отходящего воздуха достигает ~ 25-30 м/с и максимальна для рекуператора с 4 распорками-завихрителями.

Тепловая мощность рекуператора повышается с повышением числа распорок-завихрителей оребрения и температуры нагрева наружной стенки и не подвержена влиянию степени оребренности, т.е. не зависит от числа распорок-завихрителей в системе (рис.5), что не противоречит гидродинамической теории, согласно которой коэффициент теплоотдачи пропорционален величине местных аэродинамических сопротивлений.

Предложенная для исследования работы струйно-вихревого рекуператора физическая модель позволяет при численном CFD-моделировании обеспечить погрешность расчетной температуры, соответствующую погрешности измерительной аппаратуры.

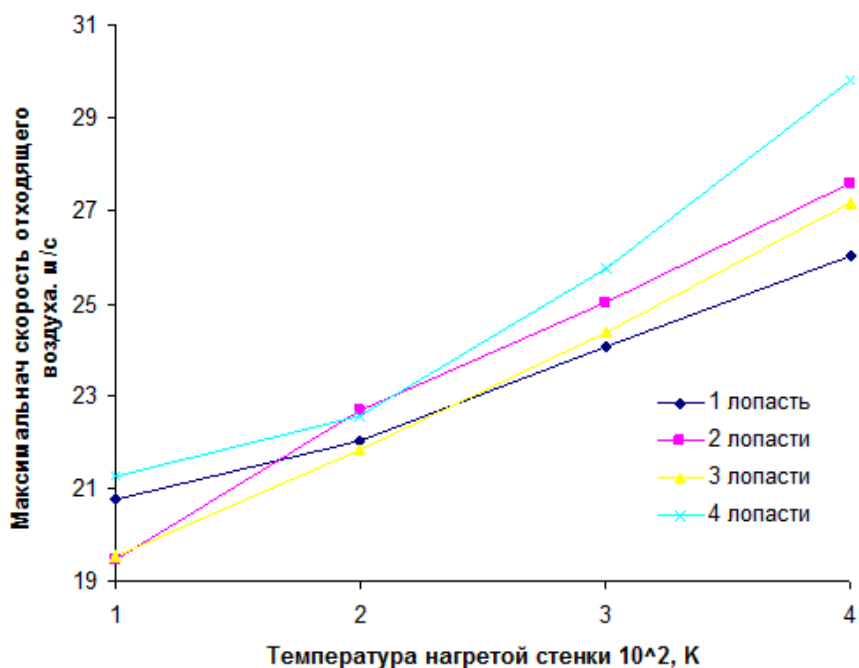


Рисунок 4 – Зависимость максимальной выходной скорости нагретого воздуха для различного количества сопел и температуры стенки рекуператора

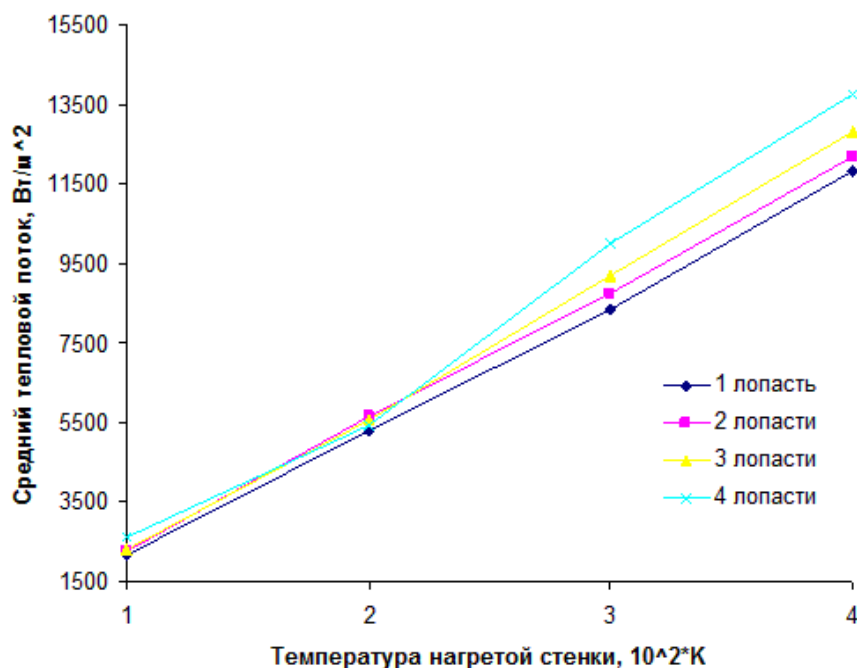


Рисунок 5 – Зависимость осредненного теплового потока Q от температуры нагретой стенки рекуператора и числа распорок-завихрителей

Выводы. Анализ использования рекуператоров на основе вихревого эффекта на промышленных предприятиях показал их преимущества по сравнению с теплообменниками других типов за счет относительной простоты конструкции, пониженной металлоемкости и повышенных удельных эксплуатационных характеристик.

Анализ результатов CFD-моделирования показывает, что эффективность теплоотдачи конвекцией возрастает при увеличении температуры нагретой стенки рекуператора и увеличении числа распорок-завихрителей, тепловая мощность теплообменника

также возрастает, поскольку растет значение коэффициента теплоотдачи, что прямо пропорционально зависит от местных аэродинамических сопротивлений рекуператора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляндзберг А.Р. Вихревые теплообменники и конденсация в закрученном потоке / Ляндзберг А.Р., Латкин А.С. – Патропавловск-Камчатский: Камчатка ГТУ, 2004. – 149с.
2. Newton P.K. The N-Vortex problem // *Analytical Techniques*, Springer. – 2001. – 145p. Doi: 10.1007/978-1-4684-9290-3.
3. Aref H., Newton P.K., Stremmer M., Tokieda T., Vainchtein D.L. Vortex Crystals. TAM Reports 2002. [Online Resource]. – Asseces mode: http://www.tam.uiuc.edu/publications/tam_reports/2002/1008.pdf.
4. Агеев К.В. Современные тенденции конструирования металлических рекуператоров со вставками для повышения энергоэффективности печных агрегатов / Агеев К.В. // *Науковий вісник НЛТУ України*. – 2014. – Вип. 24.5. – С.155.
5. Агеев К.В. Холодный стенд для исследования работы металлических рекуператоров с активными вставками для повышения энергоэффективности печных агрегатов / Агеев К.В. // *Междисциплинарность как тенденция современной науки: Международный конф.*, 14 июня 2014 г.: тезисы. докл. – Донецк, 2014. – С.25-26.
6. Леухин Ю.Л. Исследование аэродинамики и теплоотдачи в кольцевых каналах циклонных рекуператоров / Леухин Ю.Л., Сабуров Э.Н. // *Современная наука. Исследования, идеи, результаты, технологии*. – 2013. – № 1 (12). – С.123-129.
7. Анохина Е.С. Экспериментальное и численное моделирование стационарных вихревых структур / Анохина Е.С., Шторк С.И., Алексеенко С.В. // *Современная наука: сб. науч. статей*. – 2012. – № 2 (10). – С.68-72.
8. Пат. 104396 Україна, МПК9 F 28 D 1/04, F 23 L 15/04. Рекуператор/ К.В.Агеев; заявник та патентовласник Ін-т газу НАН України. – Опубл. 27.01.14, Бюл. № 2.
9. Агеев К.В. Технология импактных струй в активных вставках рекуператоров для повышения энергоэффективности печных агрегатов (Обзор) / Агеев К.В. // *Энерготехнологии и ресурсосбережение*. – 2010. – № 4. – С.21-27.
10. Справочник по теплообменникам: в 2-х т. Т. 2 / пер. с англ. под. ред. Мартыненко О.Г. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 352с.

Поступила в редколлегию 29.06.2015.

УДК 621.3.011:621.1.016:513.83

ДОЛГОПОЛОВ И.С., к.т.н., доцент
ТУЧИН В.Т., инженер

Днепродзержинский государственный технический университет

ПРИМЕНЕНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ПОДХОДА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ ТЕРМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА В ТЕПЛОГЕНЕРАТОРЕ СУШИЛКИ

Введение. В настоящее время в мире наблюдается тенденция дефицита ресурсов топлива, в частности, газообразного. Современные масштабы промышленного производства требуют детального исследования режимов процессов горения в каждом конкретном виде энергетического или энерготехнологического агрегата для решения проблем экономии топлива и снижения вредных выбросов. Этим проблемам посвящено большое количество работ, например, [1-4]. При этом решение указанных проблем в приведенных литературных источниках рассматривается в основном в стационарных режимах или фрагментарно. Сжигание газообразного топлива – один из самых распространенных процессов в технологиях, особенностями которого является совместное

протекание в динамике явлений различной физико-химической природы: гидравлической, тепловой, химической, диффузионной. Определяющее значение в этом процессе имеют химические и тепловые явления в условиях рассматриваемого агрегата.

Одним из эффективных методов решения указанных задач – системный подход с использованием математического моделирования термохимических процессов в динамике. Результаты исследований в этом направлении, которые можно применить для практического моделирования процессов горения в промышленных агрегатах, в литературных источниках представлены ограниченно [5].

В предлагаемой работе предпринята попытка системно отразить эти процессы в динамике.

Постановка задачи. Задача работы состоит в применении топологического подхода для моделирования термохимических процессов при сжигании газообразного топлива (природного газа) в теплогенераторе сушилки.

Использование этого подхода при моделировании значительно расширяет возможности математического моделирования, позволяя включить в модель факторы, которые не учитывались ранее. Модели, полученные этим путем, позволяют рассматривать во взаимосвязи химические и тепловые процессы. При этом их можно применить для комплексного решения задач повышения эффективности рассматриваемой технической системы, для обоснованного выбора энергоэффективных конструктивных и режимных параметров теплогенераторов установок и управления процессом в динамике.

Результаты работы. Методика исследований. Определяющими процессами в рассматриваемой ФТС являются термохимические процессы сжигания природного газа, основным компонентом которого является метан. С целью рассмотрения принципиальной стороны картины процессов, происходящих в ФТС, проведем качественный анализ этой системы.

Качественный анализ ФТС подразумевает смысловой и математический аспекты решения задачи.

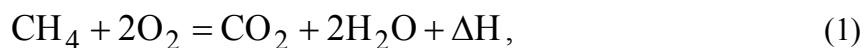
Смысловой аспект предполагает выбор следующих переменных рассматриваемой системы:

а) для описания химических процессов – обобщенная переменная усилия – объемная концентрация вещества C , моль/м³; обобщенная переменная потока – мольный поток (для исходных веществ S_f , для продуктов реакции F), моль/с;

б) для описания тепловых процессов – обобщенная переменная усилия – температура смеси, T , К; обобщенная переменная потока – теплоемкость вещества $m \cdot c$, Дж/с.

Математический аспект решения задачи состоит в получении математических зависимостей, описывающих физико-химические особенности протекания процесса сгорания топлива. Учитывая сложность процессов, происходящих в рассматриваемой системе, выполнен анализ современных представлений о механизме и кинетике горения метана.

В литературных источниках представлена реакция горения метана в атмосфере кислорода в интегральном виде:



где ΔH – тепловой эффект реакции сгорания метана, Дж/моль.

Это уравнение отражает полное преобразование углеводородного соединения при горении его в атмосфере кислорода при атмосферном давлении и температурах 750-2200⁰С.

Основой современных представлений о горении метана в атмосфере кислорода являются результаты работ Н.Н.Семенова, С.Х.Хиншельвуда, В.Н.Кондратьева, Е.Е.Никитина и др. [6-8].

Детальное рассмотрение реакции горения метана в атмосфере кислорода (воздуха)

показывает, что эта реакция идет поэтапно, при этом выделяют три периода [9]: период индукции, период постоянной скорости реакции (период интенсивного образования цепных связей между исходными компонентами и продуктами реакции) и период обрыва цепей в реакции.

Механизм и кинетика горения метана изучались для различных соотношений метана и окислителя.

Основные уравнения, характеризующие химический механизм горения метана, представлены в работах Н.Н.Семенова, Н.В.Лаврова и др. [6-9]. При этом следует отметить, что, в целом, несмотря на значительные успехи в аналитическом представлении горения метана, в литературе отмечается, что от универсальности описания картина еще далека. Значительную помощь в получении уравнений оказывают экспериментальные результаты, современные способы и средства измерений параметров сложного комплекса газодинамических, тепловых, диффузионных, химических процессов, протекающих одновременно.

В производственных технологиях в качестве окислителя используется кислород воздуха, поэтому процесс сгорания метана в атмосфере воздуха сопровождается реакциями образования окислов азота NO_x (NO и NO_2). Рассмотрение этого аспекта процесса представляет отдельную задачу комплекса использования этого вида топлива в производственной деятельности. Однако включение этой задачи в комплекс рассматриваемой проблемы усложняет задачу. Поэтому далее представлены ограничения и упрощения, принятые для получения математической модели этого термохимического процесса в данной работе.

Моделирование процесса сжигания метана осуществлялось в соответствии со стратегией системного подхода к энергоресурсосбережению физико-технологических систем (ФТС) с использованием топологических методов [11-19].

Моделирование термохимических процессов является сложным, так как требует включения в моделирование полных кинетических механизмов горения. В дальнейшем рассматривается метод моделирования, который позволяет получить более доступную для практического использования модель динамики горения. При этом математическим аппаратом системного анализа, наиболее подходящим для решения данной задачи, является топологический подход [11]. С помощью этого подхода могут быть получены топологические и аналитические модели процессов, протекающих в теплогенераторе сушильного агрегата, отражающие динамику этих процессов в параметрическом и энергетическом представлении во взаимосвязи с конструктивно-технологическими характеристиками теплогенератора. В этой работе представлено получение параметрической картины процесса горения.

При этом введены следующие ограничения:

1) природный газ содержит только метан; 2) окислителем является воздух ($\text{N}_2=76,7\%$, $\text{O}_2=23\%$ по массе); 3) сжигание метана идет до образования CO_2 и H_2O ; 4) на первой стадии моделирования не учитываются эффекты химического окисления азота в процессе горения (это обусловлено незначительным по массе количеством продуктов окисления азота в процессе сжигания при высоких коэффициентах расхода воздуха в теплогенераторе и тем, что в этой части исследований не рассматривается экологический аспект проблемы).

В [10] отмечено, что для смесей метан – окислитель, богатых метаном, при описании кинетики реакций следует учитывать изменение концентрации метана и кислорода во времени. И, хотя в соответствии с законом действующих масс интегральное уравнение сгорания метана (1) является уравнением третьего порядка, детальное рассмотрение хода цепной реакции показывает, что в динамике идет процесс непрерывного контакта двух молекул в образующихся цепях. Поэтому для этого случая целесообразно использовать дифференциальные уравнения реакций второго порядка [10]. При этом ограничиваются такими химическими механизмами, в которых элементарная ре-

акция – это группа реакций. Для описания таких реакций на основании опытных данных подбирают параметры закона Аррениуса.

На основании качественного анализа процесса горения разработана топологическая модель процесса горения метана в атмосфере воздуха (рис.1).

При моделировании использованы псевдографы связи. С их помощью модель отражает в динамике материальные и тепловые балансы термохимических реакций горения метана в атмосфере воздуха. Материальные балансы исходных компонентов и продуктов реакции представляют 0 - узлы:

а) природного газа (метана) – узел 0_{1,2,3}; б) кислорода – узел 0_{5,6,7}; в) двуокиси углерода – узел 0_{10,11,12}; г) водяных паров – узел 0_{14,15,16}.

Энергетический баланс реакции представляет узел 0_{18,19,20,21,22,23,24,25,26,27}, связанный с химической частью модели через RS-элемент. Этот элемент, с одной стороны, (поток f_{17}) используется для моделирования кинетики реакции через скорость реакции, т.е.

$$f_{17} = k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V, \quad (2)$$

где k_0 – предэкспоненциальный множитель, Е – энергия активации, Дж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/моль·К; T – абсолютная температура, К; C_A , C_B – объемные концентрации метана и кислорода соответственно, моль/м³; V – объем реактора, м³.

С другой стороны, этот элемент моделирует второй связью тепловой поток f_{18} , представляемый на базе связи экзотермического эффекта сгорания метана и реакционной кинетики. Аналитическое выражение этого потока представлено зависимостью (3):

$$f_{18} = \Delta H \cdot k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V. \quad (3)$$

На основании приведенной структуры связи получена система уравнений (4), отражающая параметрический функциональный оператор рассматриваемой ФТС. После подстановки конкретных значений параметров и задания начальных условий для расчета на базе функционального оператора сформирован параметрический модуль рассматриваемой системы.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dC_A}{dt} &= \frac{S_{fA} - k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V \cdot k_{3,4}}{V} \\ \frac{dC_B}{dt} &= \frac{S_{fB} - k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V \cdot k_{7,8}}{V} \\ \frac{dC_D}{dt} &= \frac{k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V \cdot k_{9,10} - F_D}{V} \\ \frac{dC_E}{dt} &= \frac{k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V \cdot k_{13,14} - F_E}{V} \\ \frac{dT_{19}}{dt} &= \frac{\Delta H \cdot k_0 \cdot e^{-\frac{E}{R \cdot T}} \cdot C_A \cdot C_B \cdot V + m_A \cdot c_{pA} \cdot (T_1 - T_{BAS})}{m_D \cdot c_{pD} + m_E \cdot c_{pE}} + \\ &+ \frac{m_B \cdot c_{pB} \cdot (T_1 - T_{BAS}) - m_D \cdot c_D \cdot (T_{19} - T_1) - m_E \cdot c_E \cdot (T_{19} - T_1)}{m_D \cdot c_{pD} + m_E \cdot c_{pE}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

В уравнении (4) приняты обозначения: C_D , C_E – объемные концентрации диоксида углерода и водяных паров соответственно, моль/м³; S_{fA} – мольный поток метана на входе в горелку, моль/с; S_{fB} – мольный поток кислорода на входе в горелку, моль/с; $k_{3,4}, k_{7,8}, k_{9,10}, k_{13,14}$ – стехиометрические коэффициенты уравнения (1), F_D , F_E – мольные потоки продуктов реакции двуоксида углерода и водяного пара соответственно, моль/с; m_A , m_B , m_D , m_E – массы исходных веществ и продуктов реакции, кг; c_{pA} , c_{pB} , c_{pD} , c_{pE} – удельные массовые теплоемкости исходных веществ и продуктов реакции соответственно, Дж/(кг·К); T_1 – начальная температура исходных веществ, К; T_{BAS} – базовая температура отсчета, К; T_{19} – температура продуктов сгорания, К.

Анализ результатов. Результаты расчета изменения концентраций исходных веществ и продуктов реакции во времени, температуры продуктов реакции, полученные по параметрическому модулю, представлены на рис.2 и 3.

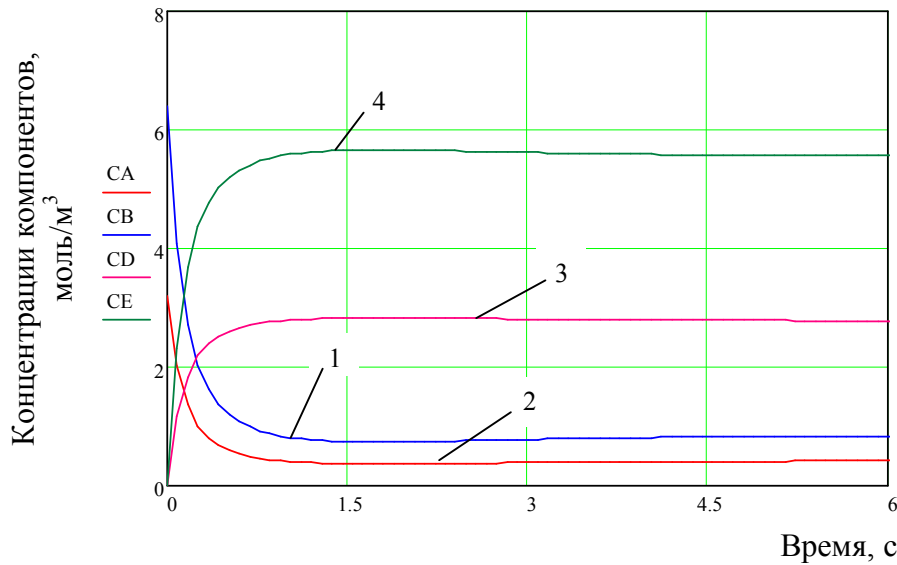


Рисунок 2 – Изменение концентрации метана CA (1), кислорода CB (2), диоксида углерода CD (3) и водяного пара CE (4) во времени в теплогенераторе

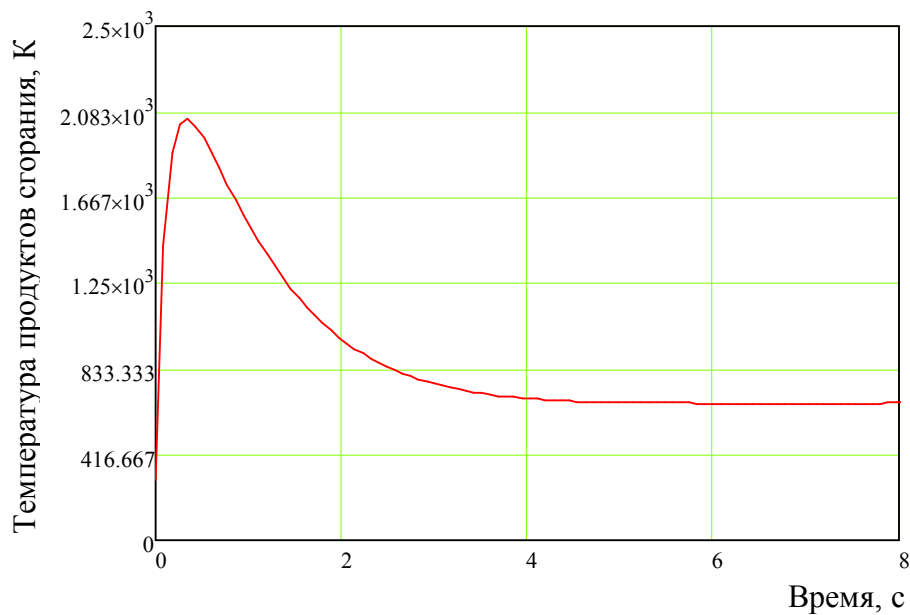


Рисунок 3 – Изменение температуры продуктов сгорания в теплогенераторе во времени

Полученные данные показывают, что изменение концентрации исходных веществ и продуктов реакции происходит в течение 1,5 секунд от начала поступления исходной смеси в теплогенератор, после чего устанавливается стационарный режим, при котором продукты сгорания поступают для дальнейшего использования в технологии (рис.2). Температура продуктов реакции изменяется с большой скоростью в первые две секунды от начала реакции (рис.3), затем наблюдается максимум температуры, после которого к 6-ой секунде устанавливается стационарная температура продуктов реакции, при которой они выходят из теплогенератора. На рисунках показаны зависимости, которые отражают процессы сжигания природного газа в теплогенераторе с коэффициентом расхода воздуха $\alpha=7$, при котором обеспечивается заданная температура на выходе из теплогенератора.

Данные экспериментов, проведенных на действующем теплогенераторе, подтверждают результаты, полученные по рассмотренной модели.

На основе результатов исследований предложены энергоресурсосберегающие конструкции теплогенераторов промышленной барабанной сушилки.

Выводы.

1. Рассмотрена методика топологического моделирования теплогенератора сушильной установки, работающей на газообразном топливе.
2. Представлена математическая модель динамики термохимических процессов, происходящих в теплогенераторе.
3. Результаты работы используются для разработки энергоресурсосберегающих технологий и оборудования сушильного агрегата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Померанцев В. В. Основы практической теории горения / [Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б. и др.]; под ред. В.В.Померанцева. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312с.
2. Горелочные устройства промышленных печей и топок (конструкции и технические характеристики): справочник /А.А.Винтовкин, М.Г.Ладыгичев, В.Л.Гусовский, Т.В.Калинова. – М.: Интермет Инжиниринг, 1999. – 560с.
3. Равич М.Б. Упрощенная методика теплотехнических расчетов / Равич М.Б. – 5-е изд. – М.: Наука, 1966. –415с.
4. Носач В.Г. Энергия топлива / Носач В.Г. – К.: Наукова думка, 1990. – 148с.
5. On bond graph modelling of thermal-chemical processes / Monica Roman, Eugen Bobasu, Eugen Iancu. Dorin Sendresku // Acta Montanistica Slovaca; Rochnic 15 (2010), cislo 1. – P.31-37.
6. Семенов Н.Н. Цепные реакции / Семенов Н.Н. – Л.: Госхимтехиздат, 1934. – 555с.
7. Семенов Н.Н. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности / Семенов Н.Н. – М.: Изд. АН СССР, 1958. – 686с.
8. Кондратьев В.Н. Химические процессы в газах / Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е. – М.: Наука, 1986. – 264с.
9. Лавров В.Н. Физико-химические основы горения топлива / Лавров В.Н. – М.: Наука. 1971. – 275с.
10. Долгополов И.С., Научные основы энергоресурсосбережения с позиций эксерго - и энергоэффективного анализа физико-технологических систем / Долгополов И.С., Тучин В.Т., Садовой А.В. – Днепродзержинск: ДГТУ, 2013. – 379с.
11. Galiullin T.R. Hydrogas-dynamic processing slag-coating application to the oxygen-converter lining: A topological approach to simulation / T.R.Galiullin, V.T.Tuchin,

- A.G.Chernyatevichetc // Journal Steel in Translation. – 2008. – №10, v. 38. – P.800-806.
12. Тучин В.Т. Основы формализма топологоэксергетического метода моделирования физико-технологических систем / В.Т.Тучин, И.С. Долгополов // Сборник научных трудов Днепродзержинского государственного технического университета (технические науки) / Днепродзержинск: ДДТУ. – 2006. – С.202-213.
 13. Кафаров В.В. Системный анализ процессов химической технологии. Топологический принцип формализации / Кафаров В.В., Дорохов И.Н. – М.: Наука, 1979. – 394с.
 14. Rosenberg R.C. Introduction to Physical System Dynamic / Rosenberg R.C., Karnopp D.C. – New York: McGraw-Hill Inc., 1983. – 420p.
 15. Развитие научных основ энергоресурсосбережения физико-технологических систем (стратегия и тактика системного подхода к проблеме энергоресурсосбережения) Часть 1, 2 / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Садовой А.В., Тищенко Н.Т. // Екологічна безпека: проблеми і шляхи вирішення: ІХ Міжнар. наук.-практ. конф., 2013 р.: зб. наук. статей. – Х.: Райдер – УкрНДІЕП, 2013. – Том 2. – С.265-275.
 16. Тучин В.Т. Топологический подход к определению эффективности совмещенных процессов химической реакции и диффузии / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Тучин С.В. // *Металлургическая теплотехника: сб. науч. трудов.* – Днепропетровск: Национальная металлургическая академия Украины. – 2001. – Том 4. – С.20-26.
 17. Системный подход к моделированию массообменных процессов разложения карбоната свинца в аппарате фонтанирующего слоя / Тучин В.Т., Дорохов И.Н., Горбачевич Л.Л., Пинскер Е.А. // *Современные машины и аппараты химических производств: Вторая Всесоюзн. науч. конф., 1980: материалы.* – Чимкент, 1980. – Т. 1. – С.149-152.
 18. Тучин В.Т. Топологоэксергетический подход к анализу физико-технологических систем (ФТС) осложнённых химическими реакциями / Тучин В.Т., Долгополов И.С., Роменская Н.А. // *Математичне моделювання.* – 2005. – №2 (14). – С.18-24.

Поступила в редколлегию 03.06.2015.