МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА МЕТАЛУРГІЙНА АКАДЕМІЯ УКРАЇНИ

ТЕХНІЧНА ТЕПЛОФІЗИКА ТА ПРОМИСЛОВА ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

Випуск 3

Дніпропетровськ Нова ідеологія 2011 УДК 621.1

Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика : збірник наукових праць. – Випуск 3. – Дніпропетровськ : Нова ідеологія, 2011. – 256 с.

Рекомендовано до друку Вченою радою Національної металургійної академії України (НМетАУ). Протокол № 6 від 5 липня 2011 р.

Засновник видання: Національна металургійна академія України.

Свідоцтво про державну реєстрацію друкованого засобу масової інформації: серія КВ № 15114-3686Р от 10.04.2009 р. Періодичність видання – 1 раз на рік.

Постановою президії ВАК України № 01–05/1 від 26.01.2011 р. збірник наукових праць «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика» включено до переліку наукових фахових видань, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук.

У збірнику, що рецензується, публікуються результати робіт, які відповідають напрямкам досліджень спеціальності 05.14.06 – «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика» (галузь – «технічні науки»), паспорт якої затверджено постановою президії ВАК України від 08.11.2000 р. № 23-08/9.

Адреса редакції: Редакція збірника наукових праць «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика», кафедра ТЕМП, НМетАУ, пр. Гагаріна 4, м. Дніпропетровськ, 49600, Україна.

Телефони:

заступник головного редактора (+380562) 47-44-27; відповідальний секретар (+38067) 297-49-62.

Факс: (+380562) 46-24-73.

E-mail: ktemp@ktemp.dp.ua

Web-сайт: http://ttpt.ktemp.dp.ua/index.html

© Національна металургійна академія України, 2011

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

Величко Олександр Григорович – Національна металургійна академія України (НМетАУ), ректор; чл.-кор. НАН України, д.т.н., проф. – головний редактор.

Губинський Михайло Володимирович – НМетАУ, зав. каф. промислової теплоенергетики; д.т.н., проф. – заступник головного редактора.

Басок Борис Іванович – Інститут технічної теплофізики НАН України, заст. директора з наукової роботи; чл.-кор. НАН України, д.т.н., проф.

Безродний Михайло Костянтинович – НТТУ «КПІ», зав. каф. теоретичної та промислової теплотехніки; д.т.н., проф.

Варга Августін (Augustin Varga) – Технічний університет (м. Кошице, Словаччина), зав. каф. теплотехніки промислових печей; Ph. D., Prof.

Волкова Олена Іванівна (Olena Volkova) – технічний університет «Гірська академія» м. Фрайберг (Німеччина), As. Prof.; Ph. D.

Грес Леонід Петрович – НМетАУ, проф. каф. теплотехніки та екології металургійних печей; д.т.н., проф.

Губинський Володимир Йосипович – НМетАУ, проф. каф. теплотехніки та екології металургійних печей; д.т.н., проф.

Єрьомін Олександр Олегович – НМетАУ, зав. каф. теплотехніки та екології металургійних печей; к.т.н., доц.

Карп Ігор Миколайович – Інститут газу НАН України, почесний директор; академік НАН України, д.т.н., проф.

Кошельнік Вадим Михайлович – Національний політехнічний університет «Харківський політехнічний інститут», зав. каф. теплотехніки; д.т.н., проф.

Майстренко Олександр Юрійович – Інститут вугільних енерготехнологій НАН України, директор; академік НАН України, д.т.н., проф. **Недопьокін Федір Вікторович** – Донецький національний університет, професор кафедри фізики нерівноважних процесів, метрології та екології; д.т.н., проф.

Павленко Анатолій Михайлович – Дніпродзержинський державний технічний університет, декан енергетичного факультету, професор кафедри теплоенергетики; д.т.н., проф.

Тімошпольський Володимир Ісаакович – ЗАТ «Нафтогазбудізоляція», директор з науки та нової техніки; д.т.н., проф.

Ткаченко Станіслав Йосипович – Вінницький національний технічний університет, зав. кафедри теплоенергетики; д.т.н., проф.

Хейфець Роберт Георгійович – ТОВ ПНЦ Трубосталь, заступник генерального директора з наукової роботи; д.т.н., проф.

Яковлєва Ірина Геннадіївна – Запорізька державна інженерна академія, зав. каф. теплоенергетики; д.т.н., проф.

Ярошенко Юрій Гаврилович – Уральський державний технічний університет – УПІ, проф. каф. теплофізики та інформатики в металургії; д.т.н., проф.

Гупало Олена В'ячеславівна – НМетАУ, доц. каф. теплотехніки та екології металургійних печей; к.т.н., доц. – *відповідальний секретар.*

Шемет Тетяна Миколаївна – НМетАУ, асистент каф. теплотехніки та екології металургійних печей – *технічний редактор*.

незалежні рецензенти

Професора, доктора технічних наук М.П. Ревун, І.О. Павлюченков, В.О. Габринець, О.В. Бородулін, В.О. Маслов, О.Д. Горбунов.

УДК 621.577+697.1

Безродний М.К. – д.т.н., проф., Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут» (НТУУ «КПІ») Галан М.А. – магістрант, (НТУУ «КПІ»)

ЕНЕРГЕТИЧНА ЕФЕКТИВНІСТЬ СИСТЕМИ ВЕНТИЛЯЦІЇ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕКУПЕРАТОРА ТА ТЕПЛОВОГО НАСОСУ

Наведено результати енергетичного аналізу роботи вентиляційних систем з використанням рекуператора теплоти відпрацьованого повітря і теплового насосу. Отримані значення коефіцієнта використання зовнішньої енергії для таких систем. Зроблені висновки щодо ефективності використання теплових насосів у системах вентиляції.

Ключові слова: система вентиляції; тепловий насос; утилізація теплоти.

Вступ

Одним з варіантів вирішення проблем стабільного теплопостачання може стати використання низькопотенціальної енергії природного та технологічного походження через впровадження теплових насосів (TH). Саме TH дозволяють, у порівнянні з будь якими традиційними теплогенераторами, заощаджувати 80 % енергоресурсів. TH – єдина установка, яка виробляє у 3 – 7 разів більше теплової енергії, ніж споживає електричної, яка потрібна для роботи компресора [2].

Окрім високої енергетичної ефективності, робота ТН характеризується екологічною чистотою, високою надійністю, можливістю комбінованого виробництва теплоти і холоду у єдиній установці, універсальністю за тепловою потужністю і по виду низькопотенціальної енергії, що використовується, безпечністю і повною автоматизацією режиму роботи. Ще однією перспективою використання теплових насосів є те, що вони, з однієї сторони, є альтернативою для будь-якої системи опалення та гарячого водопостачання, а з іншої сторони – джерело холоду для систем кондиціювання.

В якості нижнього джерела теплоти для ТН можуть бути використані різні джерела як відновлюваного, так і технологічного походження. Однак ефективність застосування теплонасосних технологій в кожному конкретному випадку потребує відповідного термодинамічного, енергетичного або енерго-економічного аналізу. Відомо [2], що у разі використання ТН у вентиляційних системах, великі перспективи

[©] Безродний М.К., Галан М.А., 2011

має впровадження теплонасосно-рекуперативних систем вентиляції, в яких кінцевий енергетичний ефект визначається поєднанням рекуператора-утилізатора теплоти відпрацьованого повітря і теплового насосу. Тема даної статті присвячена енергетичному аналізу припливновитяжних систем такого типу без урахування витрат теплоти на опалення об'єкта вентиляції.

У даній статті розглянуто ефективність використання ТН у системах вентиляції з метою утилізації теплоти вентиляційних викидів. Було проведено аналіз різних випадків роботи ТН за певних заданих умов навколишнього середовища та інших параметрів, які впливають на коефіцієнт використання зовнішньої енергії.

Аналіз впливу температури припливного повітря на коефіцієнт використання енергії

У найпростіших системах вентиляції для нагрівання припливного повітря застосовують калорифери різних моделей. В якості теплоносія використовують гарячу воду і пару. Надають перевагу гарячій воді, застосування якої дає можливість більш точно регулювати температуру підігріву повітря [1]. Відпрацьоване повітря при температурі в приміщенні скидається в оточуюче середовище. Однак ефективність таких систем дуже низька, тому в схемах вентиляції застосовують рекуператори-утилізатори відпрацьованого повітря.(рис. 1)



Рис. 1. Система вентиляції з використанням калорифера та рекуператора- утилізатора відпрацьованого повітря: К – калорифер; ОВ – об'єкт вентиляції; Р – рекуператор

Якщо ефективність роботи рекуператора охарактеризувати коефіцієнтом рециркуляції:

$$\eta_{p} = \frac{t_{1} - t_{ox}}{t_{1} - t_{o}},\tag{1}$$

то на підставі (1) та теплового балансу рекуператора можна отримати рівняння для визначення температури нагрітого свіжого повітря на виході із рекуператора t_{μ} та температури охолодженого відпрацьованого повітря t_{ox} :

$$t_{\mu} = t_1 - (1 - \eta_p)(t_1 - t_0), \qquad (2)$$

$$t_{ox} = t_1 - \eta_p (t_1 - t_0) \,. \tag{3}$$

Розрахункові значення цих температур при різних температурах зовнішнього повітря t_0 і різних коефіцієнтах рекуперації η_p наведені у табл. 1 та табл. 2. Видно, що навіть при високих значеннях η_p температура скидного повітря на виході із рекуператора t_{ox} суттєво перевищує t_0 , що свідчить про доцільність використання теплоти вентиляційних викидів для догрівання свіжого повітря з температурою t_{μ} до необхідного рівня на вході до приміщення.

Таблиця 1

to	t	t	t_	t_	t_
*0	(n =0)	(n - 0.2)	(n -0.4)	(n -0.6)	(n -0 8)
	((j _p =0)	(ŋ _{p.} -0,2)	(g _p =0,4)	(g _p =0,0)	(IJp0,0)
-22	-22	-13,6	-5,2	3,2	11,6
-20	-20	-12	-4	4	12
-18	-18	-10,4	-2,8	4,8	12,4
-16	-16	-8,8	-1,6	5,6	12,8
-14	-14	-7,2	-0,4	6,4	13,2
-12	-12	-5,6	0,8	7,2	13,6
-10	-10	-4	2	8	14
-8	-8	-2,4	3,2	8,8	14,4
-6	-6	-0,8	4,4	9,6	14,8
-4	-4	0,8	5,6	10,4	15,2
-2	-2	2,4	6,8	11,2	15,6
0	0	4	8	12	16
2	2	5,6	9,2	12,8	16,4
4	4	7,2	10,4	13,6	16,8
6	6	8,8	11,6	14,4	17,2
8	8	10,4	12,8	15,2	17,6
10	10	12	14	16	18
12	12	13,6	15,2	16,8	18,4
14	14	15,2	16,4	17,6	18,8

Значення температур свіжого повітря за рекуператором

t ₀	tox	tox	tox	tox	tox
	(ŋ _p =0)	(ŋ _p =0,2)	(ŋ _{p.} =0,4)	(ŋ _{p.} =0,6)	(ŋ _p =0,8)
-22	20	11,6	3,2	-5,2	-13,6
-20	20	12	4	-4	-12
-18	20	12,4	4,8	-2,8	-10,4
-16	20	12,8	5,6	-1,6	-8,8
-14	20	13,2	6,4	-0,4	-7,2
-12	20	13,6	7,2	0,8	-5,6
-10	20	14	8	2	-4
-8	20	14,4	8,8	3,2	-2,4
-6	20	14,8	9,6	4,4	-0,8
-4	20	15,2	10,4	5,6	0,8
-2	20	15,6	11,2	6,8	2,4
0	20	16	12	8	4
2	20	16,4	12,8	9,2	5,6
4	20	16,8	13,6	10,4	7,2
6	20	17,2	14,4	11,6	8,8
8	20	17,6	15,2	12,8	10,4
10	20	18	16	14	12
12	20	18,4	16,8	15,2	13,6
14	20	18,8	17,6	16,4	15,2

Таблиця 2 Значення температур відпрацьованого повітря за рекуператором

Це свідчить про апріорну ефективність теплонасоснорекуперативних систем вентиляції (рис. 2), що знаходять все більш широке застосування. Однак, кількісна оцінка енергетичної ефективності таких систем недостатньо висвітлена у літературі і потребує чіткого визначення. Для подальшого аналізу таких систем на рис. 3 наведено характерні температури потоків повітря та робочого тіла TH у вузлових точках системи.



Рис. 2. Система вентиляції з використанням рекуператора теплоти відпрацьованого повітря і теплового насосу



Рис. 3. Зміна температури вентиляційного повітря в елементах схеми: ОВ – об'єкт вентиляції; Р – рекуператор; В_{ТН} – випарник теплового насосу; К_{ТН} – конденсатор теплового насосу

Енергетичну ефективність системи можна охарактеризувати коефіцієнтом використання енергії на привід ТН по відношенню до кількості теплоти з припливним повітрям:

$$\eta_{cs} = \frac{L}{Q_0} \,. \tag{4}$$

З врахуванням виразів для Q_o та L :

$$Q_o = V_1 \rho_1 c_n (t_1 - t_o);$$
(5)

$$L = \frac{Q_{sun}}{\varepsilon - 1},\tag{6}$$

де $Q_{\rm sun}$ – теплове навантаження випарника TH,

$$Q_{sun} = V_1 \rho_1 c_n (t_{ox} - t_s) , \qquad (7)$$

а *є* – коефіцієнт трансформації ТН, можна отримати вираз для коефіцієнта використання енергії:

$$\eta_{ce} = \frac{t_{ox} - t_e}{(\varepsilon - 1)(t_1 - t_o)} \,. \tag{8}$$

З урахування рівняння (3) для *t*_{ox} вираз (8) приймає вигляд:

$$\eta_{cs} = \frac{t_1 - (t_1 - t_o)\eta_p - t_s}{(\varepsilon - 1)(t_1 - t_o)}.$$
(9)

Коефіцієнт трансформації ідеального циклу ТН з урахуванням теплових необоротностей у випарнику і конденсаторі можна записати як:

$$\varepsilon_T = \frac{1}{1 - \frac{T_2}{T_1}} = \frac{1}{1 - \frac{273 + t_e - \Delta t_e}{273 + t_1 + \Delta t_\kappa}},$$
(10)

де Δt_{s} , Δt_{κ} – різниці температур повітря і робочого тіла ТН на виході із випарника і конденсатора (рис. 3). У відповідності з рекомендаціями [5] для повітряного ТН прийнято $\Delta t_{s} = 10^{0}C$, $\Delta t_{\kappa} = 10^{0}C$.

Коефіцієнт трансформації реального ТН визначено як:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_T \cdot \boldsymbol{\eta}_{TH} \,, \tag{11}$$

де η_{TH} – ККД теплового насосу. Згідно з [5] величина ККД прийнята рівною η_{TH} =0,6.

Невідома температура повітря на виході з випарника ТН може бути визначена з енергетичного балансу ТН:

$$Q_{\rm sun} + L = Q_{\kappa} \quad , \tag{12}$$

де L та Q_{sun} визначаються за рівняннями (6) і (7), а кількість теплоти в конденсаторі за формулою:

$$Q_k = V_1 \rho_1 c_n (t_1 - t_n) .$$
 (13)

Враховуючи рівняння (2) та (3) для t_{μ} та t_{ox} , отримаємо вираз для температури на виході з випарника:

$$t_{e} = t_{1} - (t_{1} - t_{0})\eta_{p} - (1 - \eta_{p})(t_{1} - t_{0})\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} .$$
 (14)

Результати розрахунків температури t_e за формулами (10), (11) та (14) у вигляді різниці температур $(t_e - t_0)$ представлені на рис. 4. Видно, що температура на виході із випарника t_e значно перевищує температуру навколишнього повітря t_0 . Це покращує умови роботи TH, в порівнянні з умовами використання в якості нижнього джерела теплоти навколишнього середовища, особливо при низьких значеннях температури t_0 .

Знаючи температури t_6 , за рівнянням (9) можна визначити питомі витрати енергії на теплонасосно-рекуперативну систему вентиляції. Результати розрахунків (рис. 5) свідчать про високу енергетичну ефективність таких систем навіть за відносно низьких температурах навколишнього повітря.





 $2 - \eta_p = 0.2;$ $3 - \eta_p = 0.4;$ $4 - \eta_p = 0.6;$ $5 - \eta_p = 0.8$



Рис. 5. Залежність коефіцієнта використання енергії від зміни температури навколишнього середовища:

1 – відповідає значенню коефіцієнта корисної дії рекуператора $\eta_p = 0$;

 $2 - \eta_p = 0.2; \quad 3 - \eta_p = 0.4; \quad 4 - \eta_p = 0.6; \quad 5 - \eta_p = 0.8$

Вищенаведені результати отримані при віднесенні витрат енергії на ТН до витрат теплоти простої схеми вентиляції без утилізації теплоти відпрацьованого повітря. Віднесення відповідних витрат енергії на ТН до витрат теплоти на калорифер рекуператорної системи вентиляції за схемою на рис. 1 дозволяє визначити величину питомих витрат, що характеризує ефективність роботи власне самого теплового насосу в умовах використання теплоти охолодженого відпрацьованого повітря за рекуператором. При цьому маємо:

$$\eta_{CB}^{\prime} = \frac{L}{Q_0^{\prime}}, \qquad (15)$$

де кількість теплоти, що іде на нагрів навколишнього повітря:

$$Q_0' = V_1 \rho_1 c_n (t_1 - t_n).$$
(16)

Врахувавши вирази (3),(12), (16), (24), отримаємо:

$$\eta_{CB}^{\prime} = \frac{t_{ox} - t_{e}}{(\varepsilon - 1)(t_{1} - t_{H})},$$
(17)

або

$$\eta_{CB}^{\prime} = \frac{(t_1 - t_s) - \eta_p(t_1 - t_0)}{(\varepsilon - 1)(t_1 - t_o)(1 - \eta_p)}.$$
(18)



Рис. 6. Залежність коефіцієнтів використання енергії
від зміни температури навколишнього середовища:
1 – при
$$\eta_p = 0; \ 2 - \eta_p = 0,2; \ 3 - \eta_p = 0,4; \ 4 - \eta_p = 0,6; \ 5 - \eta_p = 0,8$$

Результати розрахунків питомих витрат енергії за рівнянням (18) наведені на рис. 6. Видно, що ефективність роботи ТН в умовах його використання за схемою рис. 3 за рекуператором, залежить не тільки від впливу температури зовнішнього повітря t_o , а дещо знижується з підвищенням коефіцієнта регенерації η_p . Однак вплив величини η_p

незначний і тому питомі витрати енергії теплонасосно-рекуператорної системи вентиляції в цілому значно зменшуються внаслідок використання як регенератора, так і теплового насосу (рис. 5).

Висновки

1. Системи вентиляції з рекуператором-утилізатором теплоти відпрацьованого повітря являють собою один із найбільш ефективних варіантів ефективного застосування повітряних теплових насосів.

2. Наведений аналіз та отримані залежності дозволяють визначити питомі витрати енергії в таких системах при різних умовах їх застосування.

3. Результати аналізу показують, що системи вентиляції з рекуператором теплоти та тепловим насосом мають незначні питомі витрати енергії навіть при низьких температурах зовнішнього повітря.

Список літератури

1. Голубков Б. Н. Кондиционирование воздуха, отопление и вентиляция / Б. Н. Голубков, Б. И. Пятачков, Т. М. Романова. – М. : Энергоиздат, 1982. – 231 с.

2. Коврига Т. Лідер енергозберігаючих технологій / Т.Коврига // Энергосбережение. – 2009. – № 9. – С. 4–5.

3. Мацевитий Ю. М. Внедрение теплонасосных установок / Ю. М. Мацевитий, Н. Б. Чиркин, Л. С. Богданович, А. С. Клепанда // Экотехнологии и ресурсосбережение. – 2008. – № 3. – С. 4–10.

4. Мацевитий Ю. М. О рациональном использовании теплонасосных технологий в экономике Украины / Ю. М. Мацевитий, Н. Б. Чиркин, Л. С. Богданович, А. С. Клепанда // Энергосбережение. Энергетика. Энергоаудит. –2007. – № 3. – С. 20–31.

5. Морозюк Т. В. Теория холодильных машин и тепловых насосов. – Одесса: Студия «Негоциант», 2006. – 712 с.

6. Фиалко Н. М. Утилизация энергии выбросов систем местной вентиляции метрополитенов с помощью тепловых насосов / Н. М. Фиалко, Л. Б. Зимин, С. В. Дубовской // Промышленная теплотехника. – 2000. – № 1. – С. 90–93.

7. Зимин Л. Б. Опытная установка для утилизации низкопотенциальной теплоты вентиляционных выбросов метрополитенов / Л. Б. Зимин // Промышленная теплотехника. – 2001. – № 1. – С. 92–95

8. Барон В. Г. О тепловой эффективности децентрализованных рекуператоров тепла вентиляционного воздуха ТеФо / В. Г. Барон // Энергосбережение. – 2007 –№ 2. – С. 9–14.

Рукопис надійшов 02.02.2011 р.

УДК 536.423.4

Безродный М.К. – д.т.н., проф., Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт» (НТУУ «КПИ») Голияд Н.Н. – н.с., НТУУ «КПИ» Барабаш П.А. – к.т.н., доц., НТУУ «КПИ» Голубев А.Б. – к.т.н., с.н.с. НТУУ «КПИ» Костюк А.П. – ст. преп., НУВГП

МЕТОДИКА ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА КОНТАКТНОГО УТИЛИЗАТОРА ТЕПЛОТЫ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ С ПРОТОЧНЫМ БАРБОТАЖНЫМ СЛОЕМ

В работе приведена процедура теплового расчета рабочего элемента утилизационного аппарата, созданная на основе ранее проведенных экспериментальных исследований тепло- и массоотдачи от паровоздушного потока к охлаждающей воде в проточном барботажном слое.

Ключевые слова: парогазовая смесь; проточный барботажный слой; утилизационный аппарат.

Введение

Ранее в работе [1] были приведены результаты наших исследований тепло- и массоотдачи от паровоздушных включений к окружающей их охлаждающей воде в проточном барботажном слое (динамический слой с отличными от нуля скоростями легкой и тяжелой фаз). Рассматривался случай охлаждения этих включений при температуре жидкости на выходе из слоя, не превышающей температуру точки росы для газовой смеси. При проведении экспериментов проточный барботажный слой организовывался в вертикальной трубе с внутренним диаметром не более 31,5 мм.

Были получены критериальные зависимости средних безразмерных коэффициентов конвективной теплоотдачи и массоотдачи от газовых включений к воде и проведено их сравнение с литературными данными для подобных задач (работы [2, 3]). Показано, что из-за реализации процессов тепло- и массоотдачи в проточном барботажном слое в области, примыкающей непосредственно к смесительному устройству (на начальном участке канала), их интенсивность значительно выше, чем для случаев, рассмотренных в работах [2] (примерно на порядок) и [3] (в 1,5 – 2 раза).

[©] Безродный М.К., Голияд Н.Н., Барабаш П.А., Голубев А.Б., Костюк А.П., 2011

Для корректного сравнения результатов экспериментов в работах [1-3] коэффициенты переноса в [1] относились к величине межфазной поверхности F, которая определялась, как величина поверхности цилиндра с высотой, равной высоте рабочего (начального) участка слоя (измерялась при проведении опытов) и поперечным сечением, равным произведению величин истинного объемного содержания паровоздушной смеси в слое ϕ (определялась согласно [4]) и поперечного внутреннего сечения трубы S. Такое представление F может быть справедливым через преимущественно снарядный режим течения газовых включений в канале (согласно работам [5 – 7] при числе Бонда для трубы Bo ≤ 12) и по причине того, что длина снарядов визуально соизмерима с длиной рабочего участка слоя.

Однако, построение методики расчета утилизатора на основе критериальных зависимостей, полученных в [1], сопряжено с усложнением расчетов, связанных с определением величины F, а с другой стороны, конструктивные соображения при проектировании таких аппаратов могут привести к целесообразности использования труб заметно большего диаметра с величиной критерия Bo > 12 и изменению структуры проточного барботажного слоя. Последнее обстоятельство будет вносить все более условный характер в вышеизложенные рассуждения для определения F.

Поэтому было принято решение для построения методики расчета такого аппарата, экспериментальные данные по тепло- и массоотдаче отнести к величине площади поперечного сечения трубы. Такой прием широко используется при исследовании процессов переноса в аппаратах, в которых действительную величину межфазной поверхности практически определить невозможно (см., например, [8]).

В данной работе приведена методика теплового расчета контактного утилизатора теплоты парогазовой смеси с проточным барботажным слоем, построенная на полученных экспериментальных данных для средних коэффициентов переноса, отнесенных к величине площади поперечного сечения трубы S.

Зависимости для средних коэффициентов тепло- и массоотдачи, отнесенных к величине площади поперечного сечения трубы

Вид критериальных зависимостей средних коэффициентов теплои массоотдачи, отнесенных к величине площади поперечного сечения канала, остался таким же, как и в работе [1] (рис. 1 и 2), хотя массив опытных точек пополнился данными, полученными для трубы с внутренним диаметром 23 мм (квадратные маркеры), расширяющими диапазон изменения числа Рейнольдса для смеси Re(по сравнению с [1]) почти в 3 раза.



Рис. 1. Зависимость $Nu_K = f(Re)$ в обработке по формуле $Nu_K = c Re^n$. Диаметр отверстия шайбы $d_{III} = 5,5 - 10$ мм. Круглые маркеры – $d_{TP} = 31,5$ мм, квадратные – $d_{TP} = 23$ мм





Как и в [1] видно, что степенные линии трендов удовлетворительно аппроксимируют опытные данные как по конвективной теплоотдаче:

$$Nu_{K} = \frac{\overline{\alpha}_{S} \cdot d_{TP}}{\lambda_{CM}} = 4,36 \cdot Re^{0,88} = 4,36 \cdot \left(\frac{W_{BX} \cdot d_{TP}}{v_{CM}}\right)^{0,88}, \quad (1)$$

так и по массоотдаче при конденсации пара из газовой смеси:

$$Nu_{D} = \frac{\overline{\beta} \cdot d_{TP}}{D} = 19,5 \cdot Re^{0,66} = 19,5 \cdot \left(\frac{W_{BX} \cdot d_{TP}}{v_{CM}}\right)^{0,66}.$$
 (2)

При этом соответствующие величины рассчитывались по формулам (условные обозначения см. ниже): для теплоотдачи:

$$Nu_{K} = \frac{\overline{\alpha}_{S} \cdot d_{TP}}{\lambda_{CM}}, \quad \overline{\alpha}_{S} = \frac{Q_{KOHB}}{\Delta \overline{T} \cdot S}, \quad \lambda_{CM} = \frac{\lambda_{\Pi} \cdot G_{\Pi} + \lambda_{BO3\Pi} \cdot G_{BO3\Pi}}{G_{\Pi} + G_{BO3\Pi}},$$
$$Q_{KOHB} = Q - Q_{KOH\Pi} \approx Q - G_{C.BO3\Pi} (d_{1} - d_{2}) \cdot r, \quad Re = \frac{W_{BX} d_{TP}}{v_{CM}},$$
$$\Delta \overline{T} = 0.5 \cdot (t_{2CBX} + t_{2CBbIX}) - t_{1BbIX}, \quad v_{CM} = \frac{\mu_{CM}}{2}, \qquad (3)$$

$$\mu_{\rm CM} = \frac{\left(1 - \varepsilon_{\rm BO3Д}\right)\mu_{\Pi} + 1,61\varepsilon_{\rm BO3Д}\mu_{\rm BO3Д}}{1 + 0,61\varepsilon_{\rm BO3Д}}, \quad \rho_{\rm CM} = \rho_0 \frac{273}{T} \left(\frac{\rm B}{760} - 0,378\frac{\rm P_{\Pi}}{760}\right),$$

для массоотдачи:

$$Nu_{D} = \frac{\beta \cdot d_{TP}}{D}, \quad \overline{\beta} = \overline{\beta}_{P} \frac{R}{\mu_{H_{2}O}} T, \quad \overline{\beta}_{p} = \frac{j_{\Pi}}{P_{\Pi O} - P_{\Pi B}},$$
$$j_{\Pi} = \frac{\Delta G_{K}}{S}, \qquad \Delta G_{K} = (d_{1} - d_{2}) \cdot G_{C.BO3\Pi}.$$
(4)

Однако, показатели степени при числе Re в зависимостях $Nu_{K} = f(Re)$ и $Nu_{D} = f(Re)$ в [1] и в настоящей работе различны. Причина этого обстоятельства заключается в том, что выражения для чисел Рейнольдса в этой работе и в [1] отличаются (в [1] в знаменатель этого критерия дополнительно входила величина среднего истинного объемного паросодержания $\overline{\phi} < 1$), а также в том, что при Re = var величина F, о которой упоминалось выше, тоже изменяется (F = f($\overline{\phi}$) = f(W_{BX}) – см. работы [4, 7]), а значение величины S постоянно.

Перед изложением процедуры расчета отметим типичную для данной задачи картину изменения температуры двухфазной среды (ранее приводившуюся в работе [1]) по высоте трубы Н в центре ее сечения (t_0) и непосредственно у стенки (t_C) (рис. 3).





Видно, что при Н \approx 100 мм (рабочая высота канала) максимальная разность этих температур (при одинаковых режимных параметрах) $t_0 - t_C$ составляет примерно 2,5 % от t_0 . Учитывая преимущественно снарядный режим течения газовых включений, можно утверждать, что температура t_C будет, скорее, характеризовать температуру ру воды проточного барботажного слоя у стенки трубы, а температура t_0 – температуру преимущественно газовой смеси внутри включений. По результатам наших опытов температуры «сухого» ($t_{2C,BbIX}$) и «мокрого» ($t_{2M,BbIX}$) термометров для паровоздушной смеси на выходе из рабочего участка примерно равны $t_{2C,BbIX} \approx t_{2M,BbIX}$, что дает

возможность сформулировать следующее условие, связывающее температуры жидкости (t_{1BbIX}) и «сухого» термометра для паровоздушной смеси ($t_{2C,BbIX}$) на выходе из рабочего участка для рассматриваемой задачи:

$$t_{2C,BbIX} \approx t_{1BbIX} / 0,975.$$
 (5)

Кроме того, удовлетворительная аппроксимация графиками 2 и 3 распределения температуры среды у стенки трубы позволила получить следующее выражение для экспериментального значения среднего температурного напора между теплоносителями:

$$\Delta \overline{T} = \overline{T}_{CM} - \overline{T}_{BOД} = 0,5 \cdot (t_{2C.BX} + t_{2C.BbIX}) - \overline{T}_{BOД} =$$
$$= 0,5 \cdot (t_{2C.BX} + t_{2C.BbIX}) - \frac{0,5 \cdot (t_{1BX} + t_{1BbIX}) \cdot 7,6 + t_{1BbIX} \cdot 92,4}{100},$$

где \overline{T}_{CM} , $\overline{T}_{BOД}$ – соответственно средние температуры газовой смеси и окружающей газовые включения воды; остальные условные обозначения см. ниже.

Расчеты показали, что для всех без исключения опытных данных отношение $(t_{1BbIX} - \overline{T}_{BOД})/t_{1BbIX}$ не превышало 3 % через малый удельный вес первого слагаемого числителя дроби. Это обстоятельство позволило принять, с достаточной для данных экспериментов точностью, что $\overline{T}_{BOJ} \approx t_{1BbIX}$, а $\Delta \overline{T}$ представить в виде (3):

 $\Delta \overline{T} = 0.5 \cdot (t_{2CBX} + t_{2CBbIX}) - t_{1BbIX}.$

Парциальное давление водяного пара в паровоздушной смеси вдали от межфазной поверхности $P_{\Pi O}$ принималось, равным среднеарифметической сумме парциальных давлений пара при t_{2CBX} и t_{2CBbIX} , а величина среднего парциального давления пара на поверхности воды $P_{\Pi,B}$ также определялась по температуре воды на выходе из рабочего участка канала t_{1BbIX} .

Процедура теплового расчета

В качестве рабочего элемента утилизационного аппарата рассматривается вертикальная труба с диаметром $d_{TP} \leq 32$ мм (критерий Бонда Во = $d_{TP} / \delta \leq 12$; δ – постоянная Лапласа).

Излагаемая процедура, как и полученные зависимости (1) и (2), пригодна в диапазонах изменения массового содержания водяного пара в газовой смеси на входе в утилизационную установку $\varepsilon_{\Pi} = (1 - \varepsilon_{BO3}) = 0,109 - 0,298$, числа Re = 3000 - 14000 и объемной плотности орошения Q_m = $(1,097 - 19) \cdot 10^{-5}$ м²/с. Физические параметры смеси принимаются при ее средней температуре. Расчеты показывают ([9]), что парциальное давление водяных паров в дымовых газах на выходе из котлов (при сжигании природного газа с избытком воздуха, равным единице и при отсутствии подсосов воздуха по газовому тракту котлоагрегата) приблизительно равно $P_{\Pi} \approx 0,2$ ата, что вполне покрывается в наших опытах диапазоном изменения величины ε_{Π} на входе в утилизационную установку.

Процедура расчета базируется на зависимостях (1), (2) и (5).

Величины N_{KOHB} и $N\overline{u}_D$ по (1) и (2) автомодельны [1] относительно диаметра отверстий шайб d_{III} , через которые производилась подача газовой смеси (d_{III} в опытах изменялась в пределах $d_{III} = 5,5 - 10$ мм). Поэтому в дальнейшем рекомендуется величина $d_{III} = 10$ мм (или близкая к ней), исходя из соображений меньших потерь ΔP потока газа во входной шайбе.

Как правило, среди исходных данных должны фигурировать следующие величины:

– барометрическое давление В, Па;

объемный расход парогазовой смеси при нормальных условиях на входе в аппарат V, нм³/ч;

– температура смеси по «сухому» термометру на входе в аппарат $t_{2C,BX}\,,\,{}^{o}\!C;$

- влагосодержание ПГС на входе в аппарат d₁, кг/(кг сух. в.);

- внутренний диаметр трубы d_{TP}, м;

– температура воды на входе в аппарат t_{1BX}, °C.

Порядок расчета рабочего элемента утилизационного аппарата следующий.

1. Согласно рекомендациям, изложенным в [6], для предотвращения перехода проточного барботажного слоя в кольцевой режим течения двухфазного потока принимается величина плотности орошения одной трубы, равная $Q_m > 7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. После этого можно сразу же определить расход воды V_{1BX} на входе в трубу:

$$V_{1BX} = \pi \cdot d_{TP} \cdot Q_{m} \,. \tag{6}$$

2. Расход газовой смеси на входе в одну трубу V_{2BX} определяется, исходя из рекомендации (см. [6]) о величине приведенной скорости в трубе в диапазоне $W_{BX} = 3 - 5$ м/с (для предотвращения повышенного уноса капель жидкости в объем газовых включений):

$$V_{2BX} = \pi \cdot d_{TP}^{2} W_{BX} / 4.$$
⁽⁷⁾

Попутно можно определить также количество труб n, шт., в аппарате:

$$n = \frac{V}{V_{2BX}}.$$
(8)

3. Для использования в настоящей методике критериальной зависимости (1) необходимо прежде определить следующие величины: коэффициент теплопроводности парогазовой смеси λ_{CM} и коэффициент кинематической вязкости смеси v_{CM} .

Коэффициент теплопроводности парогазовой смеси λ_{CM} можно определить по зависимости:

$$\lambda_{\rm CM} \approx \lambda_{\Pi} \cdot (1 - \varepsilon_{\Gamma}) + \lambda_{\Gamma} \cdot \varepsilon_{\Gamma}, \qquad (9)$$

где λ_{Π} , λ_{Γ} – соответственно коэффициенты теплопроводности пара и неконденсирующихся газов (принимаются по средней температуре смеси), Вт/(м·К).

Массовая доля неконденсирующегося газа в смеси $\varepsilon_{\Gamma}(\varepsilon_{BO3Д})$ определяется по формуле [10]:

$$\varepsilon_{\Gamma} = \frac{P_{\rm C} - P_{\Pi}}{P_{\rm C}},\tag{10}$$

где Р_С – общее давление газовой смеси, Па.

Величина парциального давления пара в смеси Р_П на входе в аппарат определяется по формуле [10]:

$$P_{\Pi} = \frac{Bd_1}{0.622 + d_1}.$$
 (11)

4. Коэффициент кинематической вязкости смеси v_{CM} определяется по формуле:

$$v_{\rm CM} = \frac{\mu_{\rm C}}{\rho_{\rm C}},\tag{12}$$

где согласно [11] динамический коэффициент вязкости газовой смеси равен:

$$\mu_{\rm C} = \frac{(1 - \varepsilon_{\Gamma})\mu_{\Pi} + 1,61\varepsilon_{\Gamma}\mu_{\Gamma}}{1 + 0,61\varepsilon_{\Gamma}}, \qquad (13)$$

где (μ_{Π} , $\mu_{\Gamma}(\mu_{BO3Д})$) – соответственно коэффициент динамический вязкости водяного пара и неконденсирующихся газов, Па· с).

Плотность смеси ρ_C на входе в канал определяется по формуле [10]:

$$\rho_{\rm C} = \rho_0 \frac{273}{\rm T} \left(\frac{\rm B}{760} - 0.378 \frac{\rm P_{\rm II}}{760} \right),$$

где T – абсолютная температура смеси, К; $\rho_0 = 1,293$ кг/м³; соответствующие значения давлений в эту формулу подставляются в мм. рт. ст. 5. Теперь можно задаться величиной температуры воды на выходе из рабочего участка t_{1BbIX} , °C, и определить общий тепловой поток Q, BT:

 $Q = Q_{KOHB} + Q_{KOHД} \approx \rho_1 \cdot V_{IBX} \cdot c_{1P} \cdot (t_{1BbIX} - t_{1BX}), \quad (14)$ где ρ_1 – плотность воды на входе в аппарат, кг/м³.

Далее расчет будет производиться методом последовательных приближений.

При этом надо иметь ввиду, что температура воды на выходе из рабочего участка t_{1BbIX} , °C должна быть не более температуры «сухого» термометра для паровоздушной смеси ($t_{2C,BbIX}$) на выходе из рабочего участка.

6. Используем зависимость (1) для определения конвективного потока теплоты.

Для этого по формуле (5) оценим величину $t_{2C,BbIX}$, а по формуле (3)

 $\Delta \overline{T} = 0.5 \cdot \left(t_{2CBX} + t_{2CBbIX} \right) - t_{1BbIX}$

определим величину среднего расчетного температурного перепада $\Delta \overline{T}$.

Поток конвективной теплоты Q_{КОНВ} будет равен:

$$Q_{\text{KOHB}} = \overline{\alpha}_{\text{S}} \cdot \Delta \overline{T} \cdot \text{S}, \qquad (15)$$

$$\overline{\alpha}_{\rm S} = 4,36 \cdot \frac{\lambda_{\rm CM}}{d_{\rm TP}} \cdot \left(\frac{W_{\rm BX} d_{\rm TP}}{v_{\rm CM}}\right)^{0,88},\tag{16}$$

где

а

$$S = \frac{\pi \cdot d_{TP}^{2}}{4}.$$
 (17)

7. Теперь можно определить конденсационную составляющую $Q_{KOH\Pi}$ общего потока теплоты Q:

$$Q_{\rm KOHД} = Q - Q_{\rm KOHB} \,. \tag{18}$$

8. Используя в дальнейшем зависимость (2), можно определить плотность потока массы j_{Π} (кг/м²·с), который согласно формуле Дальтона равен:

$$j_{\Pi} = \overline{\beta}_{P} \cdot (P_{\Pi O} - P_{\Pi B}), \qquad (19)$$

где $P_{\Pi O}$ – парциальное давление водяного пара в газовой смеси вдали от межфазной поверхности (согласно [1] $P_{\Pi O}$ равно среднеарифметической сумме парциальных давлений пара при t_{2CBX} и t_{2CBbIX}); $P_{\Pi .B}$ – среднее парциальное давление пара на поверхности воды (определяется по температуре воды в конце рабочей высоты канала t_{1BbIX} [1], которым задались выше согласно п. 5); $\overline{\beta}_{P}$ – средний ко-

эффициент массоотдачи, отнесенный к разности указанных парциальных давлений.

Величина $\overline{\beta}_{P}$ определяется по формуле [10]:

$$\overline{\beta}_{\rm P} = \frac{\mu_{\rm H_2O}}{R} \cdot \frac{\overline{\beta}}{T}, \qquad (20)$$

где $\mu_{H_2O} = 18$ — молекулярная масса водяного пара, кг/кмоль; R = 8314 — универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль· K); T средняя абсолютная температура смеси, K; $\overline{\beta}$ — средний коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности концентраций диффундирующего пара в середине объема смеси, заключенного внутри газового включения, и на поверхности воды, м/с.

9. Средний коэффициент массоотдачи $\overline{\beta}$ (м/с) равен согласно (2):

$$\overline{\beta} = 19,5 \cdot \frac{D}{d_{TP}} \cdot \left(\frac{W_{BX} \cdot d_{TP}}{v_{CM}}\right)^{0,66}, \qquad (21)$$

где коэффициент диффузии D (м²/с) определяется по формуле [9]:

$$D = 0,226 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{T}{273}\right)^{1,8}.$$
 (22)

10. Определив по п. 8 плотность потока массы j_{Π} , можно далее рассчитать расход сконденсировавшегося пара ΔG_K :

$$\Delta \mathbf{G}_{\mathbf{K}} = \mathbf{J}_{\Pi} \cdot \mathbf{S}, \qquad (23)$$

и конденсационную составляющую Q_{KOHZ} общего потока теплоты:

$$Q_{\text{KOH}\mathcal{I}} \approx \Delta G_{\text{K}} \cdot \mathbf{r}, \qquad (24)$$

где r ≈ 2501 кДж/кг.

11. Сравниваем две величины Q_{KOHZ} . Первую, которая получена после расчета конвективной составляющей Q_{KOHB} и общего потока теплоты (п. 7), и вторую – рассчитанную по массоотдаче (п. 10) и учитывающую величину движущей силы (разность парциальных давлений), которая возникает при этом. Если небаланс этих величин Q_{KOHZ} превышает 2 – 4 %, то тогда возвращаемся к п. 5 излагаемой методики, перезадаемся величиной t_{1BbIX} и повторяем расчет по пп. 5 – 10.

12. При меньшем небалансе рассматриваемых величин можно считать расчет элемента утилизационного аппарата в части тепло- и массоообмена законченным и определить, учитывая, что, с другой стороны,

$$\Delta \mathbf{G}_{\mathrm{K}} \approx (\mathbf{d}_{1} - \mathbf{d}_{2}) \cdot \mathbf{V}_{2\mathrm{BX}} \cdot \boldsymbol{\rho}_{0}, \qquad (25)$$

величину влагосодержания на выходе из рабочего участка d_2 .

Выводы

Таким образом, располагая исходными данными, перечисленными в начале излагаемой процедуры расчета, можно, базируясь на полученных закономерностях по тепло- и массоотдаче, получить теплопроизводительность и режимные характеристики, включая параметры теплоносителей на входе и выходе, утилизационной установки с проточным барботажным слоем.

Условные обозначения

 $W_{BX} = V_{2BX}/S$ – приведенная скорость газовой смеси на входе в утилизатор, м/с; δ – постоянная Лапласа ($\delta = (\sigma/(g(\rho-\rho_{\pi})))^{0.5}$), м; $G_{C.BO3Д}$ – массовый расход сухого воздуха, кг/с; $G_{\Pi}, G_{BO3Д}(G_{\Gamma})$ – соответственно массовые расходы водяных паров, воздуха (неконденсирующихся газов), кг/с; $Q_m = V_{1BX}/(\pi d_{TP})$ – плотность орошения трубы, м²/с; c_{1P} – теплоемкость воды, Дж/(кг К); г – скрытая теплота парообразования, Дж/кг.

Список литературы

1. Безродний М.К., Голіяд М.Н., Барабаш П.О., Голубєв О.Б., Назарова І.О., Костюк О.П. Тепло- і масовіддача при охолодженні парогазової суміші в проточному барботажному контактному апараті // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. Вип.1. Дніпропетровськ. – 2009. – С. 34 – 45.

2. Семеин В.М. Теплоотдача влажного воздуха при конденсации пара // Теплоэнергетика. – 1956. – № 4. – С. 11–15.

3. Безродный М.К., Назарова И.А., Хавин С.А. Тепломассообмен при конденсации водяных паров из парогазовой смеси в восходящем потоке с пленкой жидкости // Промышленная теплотехника. – 2003. – № 4. – С. 26 – 30.

4. Лабунцов Д.А., Корнюхин И.П., Захарова И.Э. Паросодержание двухфазного адиабатного потока в вертикальных каналах // Теплоэнергетика. – 1968. – № 4. – С. 62 – 67.

5. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. – 2-е издание, дополненное и переработанное. – Киев: Факт, 2005. – 704 с.

6. Безродный М.К., Барабаш П.А., Назарова И.А., Костюк А.П. Гидродинамика проточного барботажного слоя в вертикальном канале // Пром. теплотехника. – 2009, т. 31, № 4. – С. 27 – 33.

7. Омар Х., Похвалов Ю.Е. Параметры снарядного течения при барботажном режиме в трубах небольшого диаметра // Теплоэнергетика. – 2007. – № 1. – С. 58 – 61. 8. Тарат Э.Я. и др. Пенный режим и пенные аппараты. – Л.: Химия, 1977. – 304 с.

9. Теплотехнический справочник. Под общ. ред. В.Н. Юренева и П.Д. Лебедева. В 2-х т. Т. 2. – М.: Э, 1976. – 895 с.

10. Нестеренко А.В. Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. – М.: Высшая школа, 1971. – 459 с.

11. Архипов Л.И., Бакластов А.М. Экспериментальное исследование тепло- и массообмена при конденсации пара из паровоздушной смеси на вращающемся диске // Теплоэнергетика. – 1971. – № 9. – С. 83–84.

12. Zuber N., Findlay J.A. Average volumetric concentration in twophase flow systems // J. Heat Transfer. 1965. № 87. P. 453–468.

Рукопись поступила 01.02.2011 г.

УДК 621.577 + 697.1

Безродний М.К. – д.т.н., проф., Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут» (НТУУ «КПІ») *Притула Н.О.* – магістрант, (НТУУ «КПІ»)

ПРО ОПТИМАЛЬНУ РОБОТУ ТЕПЛОВОГО НАСОСА В НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНИХ СИСТЕМАХ ОПАЛЕННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ ТЕПЛОТИ ЗОВНІШНЬОГО ПОВІТРЯ

Наведено результати аналізу оптимальних умов роботи теплового насоса в низькотемпературних системах опалення з використанням теплоти зовнішнього повітря. Отримані значення оптимальних температур атмосферного повітря на виході з випарника теплового насоса та відповідні їм мінімальні питомі витрати зовнішньої енергії на привід компресора теплового насоса та вентилятора в залежності від температур навколишнього середовища для різних розрахункових температур гріючого теплоносія та втрат тиску у випарнику теплового насоса.

Ключові слова: низькотемпературні системи опалення; тепловий насос; оптимальна температура; питомі витрати зовнішньої енергії на опалення.

Вступ

На сьогоднішній день у сфері низькотемпературного теплозабезпечення перспективним вважається використання новітньої техніки генерування теплоти – теплових насосів та низькотемпературних (низькоексергетичних) опалювальних приладів.

Згідно з даними Міжнародного Енергетичного Агентства (IEA) до 2020 р. у розвинених країнах світу частка опалення й гарячого водопостачання за допомогою теплових насосів повинна скласти 75 % [1]. В Україні на основі «Стратегії розвитку паливноенергетичного комплексу України до 2030 року» передбачається збільшення обсягу виробництва теплової енергії за рахунок термотрансформаторів, теплових насосів й акумуляційних електронагрівників з 1,7 млн. Гкал/рік у 2005 р. до 180 млн. Гкал/рік у 2030 р., тобто більше, ніж в 100 разів [2].

Умовами раціонального застосування теплових насосів для опалення є правильне сполучення параметрів низькотемпературного джерела теплоти достатньої енергоємності й необхідних параметрів теплоносія в системі опалення у споживача.

[©] Безродний М.К., Притула Н.О., 2011

В якості низькотемпературного джерела теплоти в теплових насосах використовуються: атмосферне повітря, грунт, поверхневі природні води (озера, ріки) та підземні води. Значні переваги має використання атмосферного повітря, так як воно є абсолютно безкоштовним, необмеженим та всеосяжним джерелом, а також потребує невисоких початкових капіталовкладень у порівнянні з іншими джерелами енергії.

Проведений для цього випадку порівняльний ексергетичний аналіз теплонасосних та традиційних систем опалення [3] показав, що найбільш перспективним і ефективним є поєднання роботи теплового насоса з низькотемпературними системами опалення. Такі системи у вигляді панельного опалення мають розрахункові температури гріючого теплоносія t_m^p на рівні 40...60 °C, а системи типу «тепла підлога» можуть мати ще більш низькі температури t_m^p .

Однак при використанні таких систем виникає неоднозначність у виборі умов роботи випарника TH, оскільки ступінь охолодження зовнішнього повітря у випарнику впливає на умови роботи, як компресора TH, так і вентилятора, що нагнітає повітря. В зв'язку з цим виникає задача оптимізації режимів роботи TH і вентилятора, пов'язана з мінімізацією сумарних витрат зовнішньої енергії на теплонасосну систему водяного опалення.

Термодинамічний аналіз системи

На рис. 1 зображена принципова схема опалення приміщення з використанням теплового насоса та системи «тепла підлога».



Рис. 1. Принципова схема опалення приміщення з використанням теплового насоса та системи «тепла підлога»: ОП – опалювальне приміщення; ТН – тепловий насос; К_{тн} – конденсатор ТН; В_{тн} – випарник ТН; К – компресор; В – вентилятор Атмосферне повітря з температурою t_o й об'ємною витратою V_n вентилятором подається у випарник теплового насоса. У випарнику повітря охолоджується і на виході має параметри: t_e , V_n . Опалюване приміщення має теплові втрати в навколишнє середовище Q_{on} . Для їхньої компенсації використовується тепловий потік від конденсатора теплового насоса Q_{κ} з температурою теплоносія t_{κ} на вході в систему опалення.

Необхідно визначити, якою буде оптимальна температура повітря на виході з випарника t_{g}^{onm} для даної температури навколишнього середовища t_{o} .

При заданому значенні величини теплового потоку Q_{κ} зміна температури t_{e} на виході з випарника TH приводить до необхідності зміни об'ємної витрати зовнішнього повітря V_n , що, в свою чергу, викликає зміну затрат енергії на привід вентилятора. Разом з тим, зміна температури t_{e} при постійному значенні температури на виході з конденсатора t_{κ} приводить до зміни умов роботи і затрат енергії на привід компресора TH. В зв'язку з тим, що затрати енергії на привід компресора TH і вентилятора змінюються в протилежних напрямках, має існувати оптимальне значення температури t_{e}^{onm} , що відповідає мінімуму сумарних затрат енергії на систему опалення в цілому.

Для визначення оптимальних режимів роботи теплового насоса та вентилятора проаналізуємо питомі сумарні затрати енергії на систему опалення, які можна представити у вигляді:

$$\eta_{on} = \frac{L_{cym}}{Q_{on}} = \frac{L_{\kappa} + L_{\theta}}{Q_{\kappa}},\tag{1}$$

де L_{κ} , L_{ε} – затрати енергії на компресор TH і вентилятор, а Q_{κ} – тепловий потік, відведений від конденсатора TH.

Величина *L*_к визначається за формулою:

$$L_{\kappa} = \frac{Q_{sun}}{\varepsilon - 1},\tag{2}$$

де *Q*_{вип} – тепловий потік у випарнику ТН:

$$Q_{eun} = V_n \rho_n c_p (t_o - t_e), \qquad (3)$$

а є – коефіцієнт трансформації теплового насоса.

Затрати енергії на привід вентилятора можна визначити за рівнянням:

$$L_{e} = \frac{V_{n}\Delta p}{\eta_{e}\eta_{np}},\tag{4}$$

де $V_n -$ об'ємна витрата повітря, $\Delta p -$ втрати тиску в випарнику TH, η_s і $\eta_{np} -$ ККД вентилятора і його приводу відповідно. Можна прийняти, що в оптимальному режимі роботи вентилятора $\eta_s = 0.8$, а ККД приводу $\eta_{np} = 0.95$.

Тепловий потік Q_{κ} у рівнянні (1) визначається за рівнянням теплового балансу ТН:

$$Q_{\kappa} = Q_{\theta un} + L_{\kappa}. \tag{5}$$

Величина є може бути представлена у вигляді:

$$\varepsilon = \varepsilon_T \eta_{TH}, \qquad (6)$$

де η_{TH} – коефіцієнт втрат теплового насоса (згідно з [4] можна прийняти $\eta_{TH} = 0,6$), а ε_T – теоретичний коефіцієнт трансформації TH, який з урахуванням теплових необоротностей у випарнику та конденсаторі можна визначити за співвідношенням:

$$\varepsilon_{T} = \frac{1}{1 - \frac{T_{e}^{TH}}{T_{\kappa}^{TH}}} = \frac{1}{1 - \frac{273 + t_{e} - \Delta t_{e}}{273 + t_{\kappa} + \Delta t_{\kappa}}},$$
(7)

де T_{e}^{TH} – температура випаровування робочого агенту у випарнику TH, К; T_{κ}^{TH} – температура конденсації робочого агенту в TH, К; t_{e} – температура повітря на виході з випарника, °C; t_{κ} – температура води на виході з конденсатора, °C; Δt_{e} – різниця температур повітря та робочого тіла TH на виході з випарника; Δt_{κ} – різниця температур робочого тіла TH на виході із конденсатора. Згідно з рекомендаціями роботи [5] можна прийняти, що Δt_{e} = 10 °C, а Δt_{κ} = 5 °C.

Температура води на виході з конденсатора t_{κ} дорівнює температурі гріючого теплоносія на вході в систему опалення. При визначенні цієї температури слід враховувати наступне. В опалювальному приладі існує різниця температур між температурою гріючого теплоносія t_{κ} , який подається від джерела теплоти, та температурою в приміщенні $t_{g_{H}}$. При зниженні температури навколишнього середовища збільшується тепловий потік, необхідний для опалення, та оскільки корисна площа опалювального приладу стала, за рівнянням теплопередачі необхідно підвищувати дану різницю температур ($t_{\kappa} - t_{g_{H}}$), та, як наслідок, температуру теплоносія t_{κ} . Отже, t_{κ} так, як і Q_{κ} , зростає зі зниженням температури навколишнього середовища t_{o} .

Для визначення температури теплоносія, що подається в систему опалення, має силу рівняння, яке виводиться на основі аналізу процесів теплообміну в системі гріюча вода – повітря в приміщенні – атмосферне повітря [6]:

$$t_{\kappa} = t_{_{\mathcal{G}H}} + (t_{_{m}}^{p} - t_{_{\mathcal{G}H}}) (\frac{t_{_{\mathcal{G}H}} - t_{_{O}}}{t_{_{\mathcal{G}H}} - t_{_{O}}^{p}})^{\frac{1}{1 + n}} , \qquad (8)$$

де t_m^p – розрахункова температура гріючого теплоносія при розрахунковій температурі навколишнього середовища t_o^p , та n = 0 для низькотемпературних системи опалення. Розрахункову температуру гріючого теплоносія для системи «тепла підлога» приймаємо: $t_m^{\ p} = 45$ °C [7].

З урахуванням рівнянь (2) – (6) вираз (1) для визначення питомих витрат зовнішньої енергії на опалення приймає кінцевий вигляд:

$$\eta_{on} = \frac{1}{\varepsilon_T \eta_{TH}} \left[1 + \frac{K(\varepsilon_T \eta_{TH} - 1)}{(t_o - t_e) \eta_e \eta_{np}} \right],\tag{9}$$

де $K = \frac{\Delta p}{\rho_n c_p}$ – комплекс постійних величин (відносний опір випарника).

Таким чином, питомі витрати зовнішньої енергії на опалення залежать від комплексу постійних величин K, температури навколишнього середовища t_o та температури атмосферного повітря на виході з випарника t_e , тобто $\eta_{on} = f(K, t_o, t_e)$.

Результати чисельного аналізу

Для визначення оптимальних умов роботи джерела теплопостачання в системі опалення побудуємо залежність питомих витрат зовнішньої енергії на опалення η_{on} від температури повітря на виході з випарника t_s при розрахунковій температурі гріючого теплоносія в низькотемпературній системі опалення «тепла підлога» з $t_m^p = 45$ °C. Комплекс постійних величин *К* приймаємо рівним 0,1; 0,5; 1,0 °C. Приймаємо, що температура навколишнього середовища змінюється в діапазоні від -20 °C до 15 °C. Підставивши значення відповідних величин в рівняння (9) з урахуванням рівнянь (7) та (8), отримаємо залежності, представлені на рис. 2.

Із графіків чітко видно, що існують оптимальні значення температур повітря на виході з випарника і відповідні їм мінімальні питомі витрати зовнішньої енергії на опалення.

На рис. З представлена залежність різниці температур навколишнього середовища та оптимальної температури повітря на виході з випарника від комплексу постійних величин K при різних значеннях температури навколишнього середовища. Видно, що оптимальний ступінь охолодження повітря у випарнику теплового насоса суттєво залежить від комплексу величин K, що характеризує собою величину втрат тиску повітряного потоку у випарнику, і дуже слабо залежить від температури навколишнього середовища в діапазоні температур t_o від -20 °C до +15 °C. Чисельний аналіз також показує, що цей ступінь охолодження повітря практично не залежить від розрахункової температури гріючого теплоносія на опалення t_m^p у діапазоні (35…55) °C.



Рис. 2. Залежність питомих витрат зовнішньої енергії на опалення від температури повітря на виході з випарника при розрахунковій температурі гріючого теплоносія t^p_m = 45 °C:
а), б), в) – комплекс постійних величин K = 0,1; 0,5; 1,0 °C відповідно; 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 – температура навколишнього середовища





Рис. 3. Залежність різниці між температурою навколишнього середовища та оптимальною температурою повітря на виході з випарника від комплексу постійних величин К: 1, 2 – для температури навколишнього середовища $t_o = -20$ °C, 15 °C відповідно



Рис. 4. Залежність мінімальних питомих витрат зовнішньої енергії на опалення від температури навколишнього середовища:

1, 2, 3 – при
$$K = 0,1(1 - t_m^p = 35 \,^{\circ}\text{C}; 2 - 45 \,^{\circ}\text{C}; 3 - 55 \,^{\circ}\text{C});$$

4, 5, 6 – при $K = 0,5 \,(4 - t_m^p = 35 \,^{\circ}\text{C}; 5 - 45 \,^{\circ}\text{C}; 6 - 55 \,^{\circ}\text{C});$
7, 8, 9 – при $K = 1,0 \,(7 - t_m^p = 35 \,^{\circ}\text{C}; 8 - 45 \,^{\circ}\text{C}; 9 - 55 \,^{\circ}\text{C})$

На рис. 4 представлені відповідні графіки для мінімальних витрат енергії на систему опалення. Видно, що величина η_{on}^{min} суттєво зростає зі зменшенням температури навколишнього середовища t_o та з підвищенням аеродинамічного опору випарника TH, та дещо зменшується

при пониженні розрахункової температури гріючого теплоносія на опалення. При цьому вплив на величину η_{on}^{min} розрахункової температури гріючого теплоносія зростає при пониженні температури навколишнього середовища.

Висновки

1. Наведений аналіз показує, що при використанні теплоти зовнішнього повітря в теплонасосній системі опалення існує оптимальний ступінь охолодження повітря у випарнику теплового насоса, що відповідає мінімальним сумарним витратам енергії на привід вентилятора та компресора TH.

2. Оптимальний ступінь охолодження повітря у випарнику ТН зростає з підвищенням аеродинамічного опору випарника і слабо залежить від температури навколишнього середовища.

3. Мінімальні сумарні затрати енергії на систему опалення зростають з підвищенням аеродинамічного опору випарника, з пониженням температури навколишнього середовища та дещо зменшуються з пониженням розрахункової температури гріючого теплоносія в системі опалення, досягаючи найнижчих значень, для системи «тепла підлога» з розрахунковою температурою теплоносія $t_m^p = 35$ °C.

Список літератури

1. Васильев Г.П. Анализ перспектив использования тепловых насосов в Украине [Електронний ресурс] // Режим доступу – www.insolar.com.ua.

2. Стратегія розвитку паливно-енергетичного комплексу України до 2030 року. – Офіц. вид. – К. : М-во палива та енергетики України, 2006.

3. Безродний М. К. Порівняльний ексергетичний аналіз теплонасосних та традиційних систем опалення / М. К. Безродний, П. П. Куделя, О. І. Дроздова // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. – 2010. – № 2. – С. 22 – 34.

4. Steward F. N. Optimum arrangement and use of heat pumps in reco-very waste heat / F. N. Steward // Energy Conversion Mgmt. F. N. – 1984. – vol. 24. – N_{2} 2. – P. 123 – 129.

5. Некрасова О. А. Исследование теплонасосных систем отопления (модельный подход) / О. А. Некрасова, Ю. В. Синяк // Теплоэнергетика. – 1986. – № 11. – С. 30 – 34.

6. Шубин Е. П. Основные вопросы проектирования систем теплоснабжения городов / Е. П. Шубин. – М. : Энергия, 1979. – 359 с.

7. Система «Теплого пола» [Електронний ресурс] // Режим доступу – <u>http://gilius.lv/pdf/gilius-floors-tech.pdf</u>

Рукопис надійшов 03.02.2011 р.

УДК 536.2:539.3

Біляєва В.В. – к.т.н., доцент, Дніпропетровський національний університет ім. О. Гончара (ДНУ) Грибанова А.В. – аспірант, ДНУ

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ СКЛАДЕНИХ КОНСТРУКЦІЙ ІЗ РОЗВ'ЯЗКУ ОБЕРНЕНИХ ЗАДАЧ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

Операційним методом отримані розв'язки задачі нестаціонарної теплопровідності для складених елементів конструкцій з уніфікованими зовнішніми граничними умовами і умовами неідеального теплового контакту. Для розв'язку граничної оберненої задачі теплопровідності використані методи регуляризації та ортогональних поліномів Чебишева.

Ключові слова: нестаціонарна теплопровідність; складені конструкції; теплообмін.

Вступ

В інженерній практиці багатошарові конструкції, як правило, використовують для зменшення витоків тепла або для оберігання елементів конструкцій від дії високих теплових потоків. Поєднання різних матеріалів, їх теплофізичних властивостей, товщини шарів дозволяє вибрати конструкцію, оптимальну по вазі і об'єму, виходячи із заданого теплового режиму.

Інтенсифікація енергетичних і технологічних процесів, пов'язана з підвищенням теплонапруженості багатошарових елементів конструкцій, працюючих часто на граничних температурних режимах, пред'являє особливо жорсткі вимоги до повноти і точності результатів досліджень теплообміну. Тому розрахунок теплового і теплонапруженого станів багатошарової конструкції вимагає більш строгої постановки задачі, а також підвищеної точності завдання граничних умов і інших параметрів тепло- і масопереносу. Граничні умови можна, наприклад, визначити експериментально в результаті натурних випробувань(чи на фізичних моделях) або розрахунковим шляхом за емпіричними формулами, що є узагальненням експериментальних даних. У ряді випадків єдиним шляхом визначення граничних умов є розв'язання обернених задач теплопровідності [1 - 4].

Розв'язок задач нестаціонарної теплопровідності з урахуванням названих чинників нині можливо чисельними, чисельно-аналітичними

[©] Біляєва В.В., Грибанова А.В., 2011

методами. Переваги і недоліки кожного з цих підходів викладені в [3– 8]. Застосування чисельних методів може виявитися плідним, наприклад, після попереднього аналітичного розв'язку відповідної задачі. Коли розв'язок вже отриманий у вигляді рядів, певних інтегралів і т. д., то чисельне підсумовування рядів, обчислення інтегралів є для сучасної ЕОМ досить простим завданням, тоді як при чисельному розв'язку початкової (часто нелінійної) системи диференціальних рівнянь в часткових похідних виникають певні труднощі.

Трудомісткість і тривалість експериментального підбору необхідних композицій матеріалів, що задовольняють вимогам надійності і економічності, ставлять питання про аналітичний розрахунок їх температурного режиму. Аналітичний метод, на відміну від найбільш розвинених нині чисельних методів, дозволяє представити розв'язок в кінцевому вигляді і надає можливість варіювати теплофізичними і геометричними параметрами для детального аналізу температурних полів.

Використання чисельних методів вимагає великих витрат часу розрахунку на ЕОМ при проведенні варіантних розрахунків, необхідних для вибору оптимальних параметрів цих елементів. Цей недолік відсутній при застосуванні аналітичного розв'язку задачі. Тому доцільною є розробка алгоритмів, заснованих на наближених аналітичних розв'язках задачі теплопровідності.

Нині в розробці теорії і методів розв'язку некоректних обернених задач посилився вплив статистичного підходу [2, 4]. У роботах цього напряму конструюються алгоритми розв'язку різних класів задач при деяких припущеннях про похибки в початкових даних і про імовірнісні властивості шуканих розв'язків.

Метою статті є отримання розв'язку задачі нестаціонарної теплопровідності для складених елементів конструкцій з уніфікованими зовнішніми граничними умовами і умовами неідеального теплового контакту. Основна ідея пропонованого методу розв'язку обернених задач теплопровідності полягає в тому, що відому з експерименту температуру, а також граничні умови, що визначаються, апроксимуємо за методом найменших квадратів поліномами Чебишева, тим самим вирівнюючи помилку в завданні і визначенні цих функцій, отримуємо кращу в сенсі критерію найменших квадратів відповідність до відповідної дійсності значенням. Поліноми Чебишева значно спрощують обчислення, а головне, дають високу точність визначення апроксимуючого полінома, тоді як система Гауса погано обумовлена і при її розв'язку зникають знаки. Пропонований метод використовує статистику похибок експериментальної температури і статистики похибок граничних умов, що визначаються, тобто є статистичним у своїй основі. Відомо, що ортогональні поліноми Чебишева не лише не вносять похибки апроксимації, але і, при відповідному виборі міри полінома, вирівнюють похибки апроксимуючої функції. За допомогою поліномів Чебишева можливо вирівнювати навіть значні похибки даних, що апроксимуються. Завдяки цьому вони і пропонуються для використання при розв'язку обернених задач теплопровідності.

Постановка задачі

Математична постановка задачі нестаціонарної теплопровідності для складеної системи з неідеальним тепловим контактом на стиках має вигляд:

$$\beta_{v} \frac{\partial^{2} T_{v}(x, F_{o})}{\partial x^{2}} = \frac{\partial T_{v}(x, F_{o})}{\partial (F_{o})} - \beta_{v}^{*} w_{v}(x, F_{o}), \qquad (1)$$

$$T_{\nu}(x, F_{o})|_{F_{o}=0} = \phi_{\nu}(x), \qquad (2)$$

$$\begin{cases} \alpha_{0} \frac{\partial T_{1}(x, F_{o})}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_{0} B i_{0} [f_{0}(F_{o}) - M_{0} T_{1}(x, F_{o})]_{x=0} \\ \alpha_{1} \frac{\partial T_{m}(x, F_{o})}{\partial x} \Big|_{x=1} = h_{1} B i_{1} [f_{1}(F_{o}) - M_{1} T_{m}(x, F_{o})]_{x=1}, \\ \begin{cases} \alpha_{2} \frac{\partial T_{v}(x, F_{o})}{\partial x} \Big|_{x=1} = R_{v,v+1}^{*} [T_{v+1}(0, F_{o}) - T_{v}(1, F_{o})] \\ \frac{\partial T_{v}(x, F_{o})}{\partial x} \Big|_{x=1} - \mu_{v+1,v} \frac{\partial T_{v+1}(x, F_{o})}{\partial x} \Big|_{x=0} = f_{2}(F_{o}), \end{cases}$$
(3)

$$\exists e \ \beta_{v} = \frac{a_{v}}{a_{0}} \cdot \frac{R_{0}^{2}}{R_{v}^{2}}, \ \beta_{v}^{*} = \beta_{v} \cdot \frac{R_{v}^{2}}{\lambda_{v}}, \ \mu_{v+1,v} = \frac{\lambda_{v+1}}{\lambda_{v}} \frac{R_{v}}{R_{v+1}}, \ R_{v,v+1}^{*} = \frac{R_{v}}{R_{v,v+1}}, \ F_{o} = \frac{a_{0}}{R_{0}^{2}} \cdot \tau,$$

 $x = \frac{x_{\nu}}{R_{\nu}}, \quad Bi_0 = \frac{\alpha_0^*}{\lambda_1} \cdot R_1, \quad Bi_1 = \frac{\alpha_1^*}{\lambda_m} \cdot R_m, \quad a_0, R_0$ – деякі довільні параметри: коефіцієнт температуропровідності і лінійний розмір.

При $\alpha_2 = 0, f_2(F_o) = 0$ умови (4) відповідають умовам ідеального теплового контакту на стиках шарів; при $\alpha_2 = 1, f_2(F_o) = \omega_{v,v+1}^*(F_o) = \frac{R_v}{\lambda_v} \omega_{v,v+1}(R_v, F_o)$ умови (4) відповідають умовам неідеального теплового контакту; при $\alpha_2 = 0, f_2(F_o) = A_{v,v+1} \frac{\partial T_{v+1}(x, F_o)}{\partial F_o} \Big|_{x=0}, A_{v,v+1} = \frac{\delta_{v,v+1}R_v}{R_0^2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_v} \frac{c_{v,v+1}}{c_0}$ умови (4) відповідають умовального теплового контакту; при $\alpha_2 = 0, f_2(F_o) = A_{v,v+1} \frac{\partial T_{v+1}(x, F_o)}{\partial F_o} \Big|_{x=0}, A_{v,v+1} = \frac{\delta_{v,v+1}R_v}{R_0^2} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_v} \frac{c_{v,v+1}}{c_0}$ умови (4) відповідають умовань неідеального теплового контакту.

Потужність внутрішніх джерел (стоків) теплоти є суперпозицією потужності джерел теплоти, що є наслідком дії на конструкцію полів різної фізичної природи:

$$W_{v}(x,F_{o}) = \sum_{j=1}^{N} f_{v}(x,F_{o}).$$
Метод розв'язку

Застосовуючи до (1) інтегральне перетворення Лапласа по змінній *F*_a, отримаємо:

$$\frac{d^{2}T_{v}(x,p)}{dx^{2}} = \frac{\alpha}{\beta_{v}}T_{v}(x,p) + z_{v}(x,p), \qquad (5)$$

 $\exists e \ z_{\nu}(x,p) = -\phi_{\nu}(x) - \beta_{\nu}^{*}w_{\nu}(x,p).$

Інтеграл (5) можна записати у вигляді:

$$\bar{T}_{\nu}(x,p) = C_{\nu} ch \sqrt{\frac{P}{\beta_{\nu}}} x + D_{\nu} sh \sqrt{\frac{P}{\beta_{\nu}}} x + \bar{z}_{\nu}^{*}(x,p), \qquad (6)$$

де $z_{\nu}^{*}(x, p)$ – частковий розв'язок неоднорідного рівняння (5), C_{ν} , D_{ν} – константи інтегрування, які визначаються з умов (3), (4), записаних в полі зображень.

Функцію $\bar{z}_{v}(x,p)$ представимо у вигляді нескінченного ряду по похідних від $\bar{z}_{v}(x,p)$ [3, 8]: $z_{v}^{*}(x,p) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_{v}^{n}}{p^{n+1}} \frac{d^{2n}}{dx^{2n}} z_{v}(x,p)$.

Нескладно переконатися, що (7) задовольняє (5) і є його частковим розв'язком [8]. Представлення $z_v(x, p)$ у такому вигляді, хоча і звужує клас функцій до нескінченості диференційованих, проте, є зручним для подальшого аналізу.

Згідно теорії лінійних диференціальних рівнянь, розв'язок задачі (1) – (4) представимо у вигляді суми часткових розв'язків (принцип суперпозиції), які формуються під впливом наступних компонент впливу: зовнішніх граничних умов, умов на стику пластинів, джерел тепла по перерізу кожної пластини, початкового розподілу температури і взаємного теплового впливу пластинів. Розв'язок лінійних задач теорії теплопровідності відповідно до теореми розкладання про розв'язок задач нестаціонарної теплопровідності операційним методом для багатошарових плоских тіл з неідеальним тепловим контактом [3, 4] дозволяє уникнути недоліків класичних методів [1].

Температурне поле складених конструкцій визначається функцією:

$$T_{\nu}(x,F_{o}) = \sum_{r=1}^{2m} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n} \Big[\mu_{n,r}^{\nu}(x), \varphi_{n} \Big] g_{r}^{n}(F_{o}) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\overline{g}_{r}(P_{k})}{\Psi'(\varphi_{n},P_{k})} Q \Big[\mu_{n,r}^{\nu}(x), P_{k} \Big] exp(\gamma^{2}F_{o}) \right\} + z_{\nu}^{*}(x,F_{o}),$$
(8)

де $g_r(F_o)$ – компоненти впливу;

$$\Omega_n \left[\mu_{n,r}^{\nu}(x), \varphi_n \right] = \frac{\mu_{n,r}^{\nu}(x)}{\varphi_0} - \sum_{j=1}^n \Omega_{n-j} \left[\mu_{n-j,r}^{\nu}(x), \varphi_{n-j} \right] \frac{\varphi_j}{\varphi_0} - \text{ рекурентие співвідно-$$

шення;
$$Q\left[\mu_{n,r}^{\nu}(x), P_{k}^{*}\right] = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n,r}^{\nu}(x), P^{n}, \Psi(\varphi_{n}, P_{k}^{*}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_{n} P^{n}_{k}$$
 – узагальнені цілі

функції; $P_k = \gamma_k^2 \frac{a_0}{R_0^2}, \gamma_k$ – корені трансцендентного рівняння, $\Psi(\varphi_n, \gamma_k) = 0$,

$$z_{\nu}^{*}(x,F_{o}) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{\nu}^{n} \frac{F_{o}^{n}}{n!} \varphi_{\nu}^{(2n)}(x) + \beta_{\nu}^{*} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta_{\nu}^{n}}{n!} \int_{0}^{F_{o}} (F_{o} - \theta)^{n} \frac{\partial^{2n}}{\partial x^{2n}} w_{\nu}(x,\theta) d\theta -$$
частковий

розв'язок неоднорідного диференціального рівняння (5), записаного в полі зображень, — точно задовольняє диференціальному рівнянню (1), початковим і граничним умовам (2)-(4), якщо послідовності $\{\varphi_n\}_0^{\infty}$, $\{\mu_{n,r}^v(x)\}_0^{\infty}$ відповідають представленню мероморфних функцій розв'язку задачі в полі зображень.

Обернена задача теплопровідності для системи тришарових пластин формулюється наступним чином. Вимагається по вимірах температур на стику другої і третьої пластин (рис. 1) знайти зміну температури і теплового потоку на зовнішній поверхні третьої пластини (x = 1).

$$\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial \tau} = \beta_{\nu} \frac{\partial^2 T(x,\tau)}{\partial x^2}, \ \nu = 1,2, \ 0 \le x \le 1, \ 0 \le \tau \le \infty,$$
(9)

$$T_2(1,\tau) = f_{2,y}(\tau), \ \frac{\partial T_1(0,\tau)}{\partial x} = 0,$$
 (10)

$$T_{v}(x,0) = 0. (11)$$

Умови на стику пластин:

$$-\frac{\lambda_1}{R_1}\frac{\partial T_1(1,\tau)}{\partial x} = \frac{1}{R_{1,2}}(T_1(1,\tau) - T_2(0,\tau)), \quad \frac{\lambda_1}{R_1}\frac{\partial T_1(1,\tau)}{\partial x} - \frac{\lambda_2}{R_2}\frac{\partial T_2(0,\tau)}{\partial x} = \omega_{1,2}. \quad (12)$$

В (9) – (12)
$$\tau = \frac{a_2}{R_2}t$$
, $x = \frac{x_v}{R_v}$ – безрозмірний час і координата;

 $\beta_{v} = \frac{a_{v}}{a_{2}} \frac{R_{2}^{2}}{R_{v}^{2}}$, де a_{v}, R_{v} – коефіцієнт температуропровідності та товщина

v-ой пластини.

Розв'язок задачі Коші [6] для третьої пластини має вигляд:

$$T_{3}(x,\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x)^{2n}}{(2n)!} f_{2}^{(n)}(\tau) - \frac{x}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x)^{2n}}{(2n+1)!} g_{2}^{(n)}(\tau),$$
(13)
$$-\frac{\lambda_{2}}{2} \frac{\partial T_{2}(1,\tau)}{\partial T_{2}(1,\tau)}, \quad f_{2}(\tau) = f_{2}(\tau).$$

Де $g_2(\tau) = -\frac{\lambda_2}{R_2} \frac{\partial T_2(l,\tau)}{\partial x}, f_2(\tau) = f_3(\tau).$

Розв'язок задачі (9) – (12) операційним методом має наступний вигляд:

$$T_{\nu}(x,\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{\nu,n}(x) f_{2,\vartheta}^{(n)}(\tau) + \sum_{k=1}^{\infty} \overline{\frac{f_{2,\vartheta}(p)}{\psi'(p_k)}} Q_{\nu}(x) \exp(p_k \tau), \quad (14)$$

де комплекси $\Omega_{v,n}(x), Q_v(x), \psi'(p_k)$ визначаються за співвідношеннями [8].

Розв'язок (13) при заданих $f(\tau)$ і $g(\tau)$ дозволяє знайти шукані зміни температури T_w і теплового потоку $q_w(\tau)$. Проте в такій інтерпретації розв'язок (13), де функції $f(\tau)$, $g(\tau)$ відомі з експерименту з деякою похибкою, необхідно враховувати і той факт, що обчислення операторів диференціювання $f^{(n)}(\tau)$, $g^{(n)}(\tau)$ нестійке до обурень в початкових даних [2,6]. Таким чином, маємо типову некоректну задачу, для побудови стійкого розв'язку якої потрібна побудова регуляризуючих алгоритмів.

Збережемо в розв'язку (13) кінцеве число доданків *N*. Введемо позначення:

$$Z_{1}(\tau) = f'(\tau), Z_{2}(\tau) = f''(\tau), \dots, Z_{n}(\tau) = f^{(N)}(\tau).$$
 (15)

Тоді розв'язок (13) з урахуванням позначень (15) записується у вигляді:

$$\Gamma(\mathbf{x},\tau) = \mathbf{f}(\tau) + \frac{\mathbf{x}^2}{2!} Z_1(\tau) + \frac{\mathbf{x}^4}{4!} Z_2(\tau) + \dots + \frac{\mathbf{x}^{2N}}{2N!} Z_N(\tau).$$
(16)

Таким чином, граничні умови при X = 1 відновлюються співвідношенням (16), в якому функції $Z_k(\tau)$ знаходяться з розв'язку інтегральних рівнянь(15).

$$AZ_{k} = \int_{0}^{\tau} \frac{(\tau - \eta)^{k-1}}{(k-1)!} Z_{k}(\eta) d\eta = U(\tau), \qquad (17)$$

де права частина задається приблизно, тобто $U = U_{\delta} = f(\tau) - \sum_{\nu=0}^{k-1} f^{(\nu)}(\tau) \frac{\tau^{\nu}}{\nu!}$.

Тут δ – чисельний параметр, що характеризує похибку правої частини рівняння (17).

Інтегральне рівняння (17) за допомогою методу кінцевих сум (формули прямокутників, трапецій Сімпсона) може бути зведене до системи лінійних рівнянь алгебри:

$$\sum_{r=0}^{n} K_{r,S} q_r = f_S,$$

де r, S – час, виражений в одиницях дискретності $\Delta \tau$.

Задачу апроксимації експериментально виміряної температури, заданої на множині T { $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3, ..., \tau_n$ } поліномами міри $\rho, \rho \le 0$ зведемо до визначення многочленів.

$$U_{\rho}(\tau) = a_{0} \cdot H_{0}(\tau) + a_{1} \cdot H_{1}(\tau) + \ldots + a_{\rho} \cdot H_{\rho}(\tau)$$
(19)

де многочлени $\{H_k(\tau)\}, (k = 0, 1, 2, ..., \rho)$ ортогональні на системі точок Т. Зокрема, якщо (19) складається з цілих ненегативних мір змінної τ , тобто:

$$H_0(\tau) = 1, \quad H_1(\tau) = 1, \quad H_2(\tau) = 1, \quad \dots,$$

то $U_{\rho}(\tau) = a_0 + a_1 \tau + ... + a_{\rho} \tau^{\rho}$ звичайний поліном міри ρ .

Для шуканого многочлена квадратичне відхилення

$$\Omega_{\rho} = \sum_{S=0}^{N} \left[U_{\rho}(\tau_{S}) - f(\tau_{S}) \right]^{2} = \min.$$
(20)

Таким чином, праві частини інтегральних рівнянь – відому з експерименту температуру – апроксимуємо по методу найменших квадратів многочленами (19) і тим самим вирівнюючи помилку в завданні цих функцій, отримуємо кращу в сенсі критерію найменших квадратів згоду з відповідними дійсності значеннями, а невідомі функції $q(\tau)$ інтегральних рівнянь шукаємо як

$$Q_{\rho}(\tau_{r}) = \sum_{j=0}^{\rho} C_{j} \omega_{j}(\tau_{r}), \qquad (21)$$

де многочлени $\{\omega_j(\tau_r)\}$, $(j = 0, 1, 2, ..., \rho)$ ортогональні на системі точок *T*. Зокрема, якщо (21) складається з цілих ненегативних мір змінної τ , тобто

$$\omega_0(\tau) = 1, \quad \omega_1(\tau) = \tau, \quad \omega_2(\tau) = \tau^2, \dots, \omega_p(\tau) = \tau^p, \dots, \omega_p(\tau)$$

то

 $Q_{\rho}(\tau) = C_0 + C_1 \tau + \ldots + C_{\rho} \tau^{\rho}$

є звичайний поліном міри р.

Для шуканого многочлена $Q_{\rho}(\tau_r)$ повинна виконуватись умова

$$\Omega_{\rho}^{*} = \sum_{r=0}^{n} \left[Q_{\rho}(\tau_{r}) - q(\tau_{r}) \right]^{2} = \min, \qquad (22)$$

Замінюючи q_r і f_s на $Q_{\rho}(\tau)$ і $U_{\rho}(\tau_s)$, помножуючи обидві частини (18) на $\omega_j(\tau_r)$ і проводячи підсумовування по r від 0 до n отримуємо систему рівнянь для невідомих коефіцієнтів C_j :

$$\sum_{j=0}^{\rho} A_{j,k} \cdot C_{j} = a_{k}, \quad (k = 0, 1, 2, ..., \rho),$$
(23)

$$A_{j,k} = \sum_{r=0}^{n} \sum_{S=0}^{n} K_{r,S} \omega_j(\tau_r) \cdot \omega(\tau_r).$$
(24)

Її і слід вирішувати чисельно. Вона має значно менший порядок, ніж початкова система, і добре обумовлена [2, 6]. По знайдених C_j з (8) визначаємо невідому функцію, припускаючи

$$q_r \approx Q_\rho(\tau_r).$$

Міра р ортогональних многочленів, що апроксимують задану і шукану функції, аналогічна параметру регуляризації [2].

Оптимальне значення $\rho = \rho_0$ міри ортогонального многочлена, що апроксимує розв'язок інтегрального рівняння, вибираємо з умови мінімуму функціонала:

$$\Omega_{\rho}^{*} = \frac{\sum_{r=0}^{n} \left[Q_{\rho}(\tau_{r}) - q_{r} \right]^{2}}{n - \rho}.$$
(24)

Таким чином, у разі використання ортогональних многочленів обчислення параметрів a_k і C_j виконується за готовими формулами, які позбавляють від необхідності розв'язку системи нормальних рівнянь.

Чисельні параметричні дослідження

При стендовій обробці камер згоряння робиться вимір температури поверхні в перерізах відповідних корпусів вузлів (рис. 1). На поверхні в перерізі розташовується по дві точки виміру, розташованих в діаметрально протилежних точках периметру корпусу. Експериментальні дані і результати розв'язку оберненої теплової задачі для системи тришарових пластин приведені на рис. 2 (а, б, в, г).



Рис. 1. Розрахункова схема системи тришарових пластин



Рис. 2. Відновлені граничні умови: а) експериментальна температура $f_{2,y}(\tau)$; б) температура поверхні $T_{3,w}(1,\tau)$; в) тепловий потік $q_{3,w}(1,\tau)$; г) коефіцієнт тепловіддачі α

В реальних умовах вимірювані температури (тобто початкові дані для оберненої задачі теплопровідності) є випадковими величинами через дефекти виробництва, технології виготовлення, забруднення поверхні, похибки виміру і обробки експериментальної інформації. Вплив похибок початкової інформації на розв'язок ОЗТ оцінювався за допомогою методу статистичних випробувань Монте-Карло [3, 4].

Розрахунки для тришарової пластини показали, що похибка в завданні експериментальної температури до 5 % викликає максимальні відхилення температури поверхні до 10 % на тимчасовому інтервалі 0 – 55 с, а на іншій тимчасовій ділянці – до 5 %, теплового потоку – 20 % і 10 % відповідно.

Висновки

Сформульовано обернену задачу теплопровідності для системи тришарових пластин. Для побудови стійкого розв'язку типової некоректної задачі побудовано регуляризуючий алгоритм. Відома з експерименту температура апроксимується за методом найменших квадратів, вирівнюючи помилку в завданні цих функцій. Аналіз результатів статистичного моделювання розв'язку оберненої задачі дозволяє встановити коридор помилок шуканих граничних умов.

Список літератури

1. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. – М. :Высшая школа, 2001. – 540 с.

2. Алифанов О. М. Обратные задачи как методологическая основа идентификации теплових математических моделей // Тепломассообмен – ММФ. – Минск : ИТМО АНБ, 2000. –Т. 3. – С. 3–13.

3. Веселовский В. Б. Решение задач нестационарной теплопроводности для многослойных плоских тел с неидеальным тепловым контактом // Прикладные вопросы аэродинамики летательных аппаратов. – Киев : Наук. думка, 1984. – С. 140–144.

4. Веселовский В. Б. Тепловые режимы составных элементов конструкций летательных аппаратов // Тепломассообмен. – Вычислительный эксперимент в задачах тепломассообмена и теплопередачи. – Т. 9. – Минск : Институт тепло- и массообмена АН Беларуси, 1996. – С. 37–41.

5. Веселовский В. Б., Берлов А. В., Белый Н. И., Ляшенко В. И. Температурные поля электрических кабелей при воздействии полей различной физической природы // Вісник Дніпропетровського університету. Механіка. – 2001. – Вип. 5, т. 1. – С. 73–83.

6. Веселовский В. Б., Даценко И. Н., Никульникова В. В., Ляшенко В. И. Определение нестационарных граничных условий на огневых стенках корпусов по экспериментальным замерам температур // Вісник Дніпропетровського університету. Механіка. – 2002. – Вип. 6, т. 1. – С. 102–110.

7. Веселовский В. Б. Нестационарное температурное поле составных элементов конструкций // Математические методы тепломассопереноса. – Днепропетровск : Днепропетровский гос. университет, 1986. – С. 107 – 110.

8. Веселовский В. Б., Клим В. Ю., Белый Н. И. Моделирование влияния полей различной физической природы на тепловые режимы составных элементов конструкций // Вісник Дніпропетровського університету. Механіка. – 2002. – Вип. 6., т. 1. – С. 111–119.

Рукопис надійшов 15.05.2011 р.

УДК 621.438:662.767:532.517.4

Гичёв Ю.А. – д.т.н., проф., Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) *Адаменко Д.С.* – к.т.н., доц., НМетАУ *Ступак М.Ю.* – магистрант, НМетАУ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА АДЕКВАТНОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ВЫГОРАНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА В ТУРБУЛЕНТНОМ ФАКЕЛЕ

В задачу работы входила экспериментальная проверка разработанной математической модели с целью определения качественного и количественного соответствия реальному процессу выгорания топлива и оценки погрешности расчетных данных в результате математического моделирования.

Для проверки адекватности разработанной математической модели проведена серия экспериментов по исследованию процесса выгорания природного газа в объеме турбулентного диффузионного факела.

Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанная модель качественно и количественно отвечает реальному процессу выгорания топлива в объеме факела. Относительная погрешность расчета концентрации природного газа и его продуктов сгорания по длине факела не превышает 7 – 15 %.

Ключевые слова: моделирование; выгорание; турбулентный факел; адекватность; эксперимент.

Введение

Данная работа касается применения пульсационно-акустического сжигания газообразного топлива в топках паровых котлов [1 – 3]. Применение такого метода сжигания для существующих серийных котлов позволит без существенных изменений в конструкциях котельных агрегатов достичь позитивного результата в работе котлов (повышение к.п.д. котлов, снижение удельного расхода топлива и прочее). Расчеты топочных устройств и котлов в целом при пульсаионно-акустическом сжигании топлива требуют сведений о процессе выгорания топлива, что возможно получить в результате математического моделирования процесса [4].

[©] Гичёв Ю.А., Адаменко Д.С., Ступак М.Ю., 2011

Математическая модель и постановка задачи исследования

Подтверждение адекватности результатов математического моделирования реальному процессу возможно экспериментальным путем.

Математическое моделирование [4] выполнено путем разделения факела на линейные отрезки, соответствующие размерам вихрей, образующихся в турбулентном факеле. Расчетная схема моделирования процесса выгорания газообразного топлива представлена на рис. 1.

В основу математической модели положено решение системы дифференциальных уравнений теплообмена, движения и неразрывности газового потока, которые с учетом диаметров образующихся вихрей принимают вид:

$$\rho \cdot c_{P} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^{4}}{2 \cdot d_{B}}; \qquad (1)$$
$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot u = -\frac{\lambda_{\Gamma} \cdot u^{2}}{2d_{B}}; \qquad (2)$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot u + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \rho = 0, \qquad (3)$$

где ρ , c_p , T – плотность (кг/м³), теплоемкость (кДж/(кг·К)), температура (К) газовоздушной



Рис. 1. Расчетная схема выгорания газообразного топлива

смеси; τ – время присутствия вихря в потоке, с; ϵ – коэффициент излучения; $\lambda_{\Gamma} = 0.31/\text{Re}^{0.35}$ – локальный коэффициент гидравлического сопротивления движению вихря в потоке вследствие разрушения вихря в процессе выгорания; σ – коэффициент излучения абсолютно черного тела, $\text{Bt/}(\text{M}^2 \cdot \text{K}^4)$; и – скорость одиночного вихря в турбулентном потоке, определяемая для данного решения выражением $u = u_{CP} \cdot \left(1 - e^{-(d_B/8u_{\Phi}\tau)}\right)$, м/с (здесь u_{CP} – средняя скорость потока, м/с).

Интенсивность выгорания газа по длине факела, а, следовательно, изменение концентрации газа, определялись по изменению плотности газовоздушной смеси. При этом изменение концентрации газа подчинялось выражению $C = C_0 \cdot e^{-\chi \cdot x}$, а значение показателя степени χ , учитывающего размеры вихрей в процессе пульсационно-акустического сжигания топлива, определялось решением системы уравнений (1-3):

$$\chi = \frac{\left(\frac{d_{B}}{8 \cdot u_{\Phi} \cdot \tau_{K}^{2}} - u_{CP} \cdot \frac{\lambda_{\Gamma}}{2d_{B}} \cdot e^{-\frac{\lambda_{\Gamma}x}{2d_{B}}}\right) \cdot e^{-\zeta \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot \sigma}{2 \cdot d_{B} \cdot \rho_{0} \cdot c_{P}} \cdot \tau}}{e^{-\frac{2 \cdot d_{B} \cdot \rho_{0} \cdot c_{P}}{2 \cdot d_{B} \cdot \rho_{0} \cdot c_{P}}}}, \qquad (4)$$

в котором эмпирическая константа ζ

$$\zeta = \frac{2 \cdot d_{\rm B} \cdot \rho \cdot c_{\rm P}}{3 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot \tau_{\rm K}} \cdot ln \frac{T_{\rm K}}{T_0}, \qquad (5)$$

является среднестатистической величиной для факела с температурой в конце горения

$$T_{\rm K} = T_0 \cdot e^{\zeta \frac{3 \cdot \varepsilon \cdot \sigma}{2 \cdot d_{\rm B} \cdot \rho \cdot c_{\rm P}} \cdot \tau_{\rm K}}$$
(6)

В уравнениях (4-6): ρ_0 – исходное значение плотности газовоздушной смеси (кг/м³); u_{ϕ} – скорость продвижения фронта горения, м/с; τ_K – время полного выгорания вихря по длине факела, с; T_0 – температура воспламенения газообразного топлива, К.

В задачу данной работы входила экспериментальная проверка разработанной математической модели с целью определения качественного и количественного соответствия реальному процессу выгорания топлива и оценки погрешности расчетных данных в результате математического моделирования.

Проверка адекватности результатов математического моделирования

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

Экспериментальные исследования проводились в два этапа.

На первом этапе анализировалось влияние скорости истечения газовоздушной смеси (u_{cp}) на характер выгорания газообразного топлива. Скорость газа на выходе из горелки принималась для переходного ($\text{Re} \ge (3,6 \div 3,8) \cdot 10^3$) и развитого турбулентного ($\text{Re} \ge (8 \div 10) \cdot 10^3$) режимов, в соответствии с данными, приведенными в работах [5, 6].

На втором этапе анализировалось влияние диаметра турбулентных вихрей (d_B) на характер выгорания газообразного топлива. При этом размер турбулентных вихрей задавали путем установки на срезе горелки (см. рис.2) сетки с соответствующим диаметром ячеек. Расход природного газа и скорость истечения оставались такими же, как и в случае сжигания газа без сетки.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования процесса выгорания природного газа в объеме турбулентного факела:
1 – горелка; 2 и 3 – газо и – воздухоподводящий трубуопроводы;
4 и 5 – расходомерные диафрагмы; 6 и 7 – U-образные манометры;
8 и 9 – регулирующие вентили; 10 – воздуходувка; 11 – ресивер;
12 – стабилизатор пламени; 13 – съемная ячеистая сетка; 14 – отбор продуктов горения на анализ; 15 – хроматограф

Характеристика исследованных режимов приведена в таблице 1.

Таблица 1

диффузионного сжигания природного газа на экспериментальной установке							
Режим сжигания	№ режима	Значение числа Re	Скорость истечения газа и _{СР} , м/с	Расход газа V _Г , м ³ /с			
Переходной	1	$3,6\cdot 10^3$	5,0	3,93.10-4			
	2	$5,0.10^{3}$	7,0	$5,5 \cdot 10^{-4}$			
Развитый турбулен- тный	3	$8 \cdot 10^{3}$	10,0	7,85·10 ⁻⁴			
	4	$1,1.10^{4}$	15,0	11,78.10-4			

Характеристика исследованных режимов диффузионного сжигания природного газа на экспериментальной установке

Длина факела определялась по конечному содержанию CO₂ в продуктах сгорания, равному $CO_2^{\text{кон}} = 0.95 \cdot CO_{2 \text{ max}}$, где $CO_{2 \text{ max}} -$ максимальное расчетное содержание CO₂ в продуктах полного сгорания природного газа при коэффициенте расхода воздуха $\alpha = 1.0$, $CO_{2 \text{ max}} = 8.8 \% \text{об}.$

На рисунке 3 представлено распределение относительной концентрации $\text{CO}_2/\text{CO}_{2\text{max}}$ по длине факела, полученное в результате эксперимента.



Рис. 3. Изменение относительной концентрации CO₂ по длине факела при различных диаметрах турбулентных вихрей (d_в)

Из анализа данных, приведенных на рис. 3, можно сделать следующие выводы.

Заметное влияние скорости истечения u_{ср} на характер выгорания природного газа отмечается только на начальном участке факела (до двух калибров горелки). При сжигании газа в переходном режиме длина факела заметно возрастает по сравнению с развитым турбулентным.

В целом, результаты экспериментальных исследований подтвердили адекватность разработанной математической модели реальному процессу выгорания газообразного топлива. В частности, подтвердили влияние наличия и размеров вихрей в турбулентном факеле, активность которых составляет суть интенсификации процесса сжигания топлива при пульсационно-акустическом воздействии на факел [4].

На рисунке 4 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных по выгоранию природного газа. Экспериментальные данные получены пересчетом результатов замеров концентраций CO₂ в турбулентном факеле. Пунктирными линиями показано изменение средних значений концентраций природного газа в сечениях факела.



Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по изменению относительной концентрации природного газа в процессе выгорания

Сравнение численных и экспериментальных данных показывает, что разработанная модель, качественно и количественно отвечает реальному процессу выгорания топлива в объеме турбулентного факела. Характер изменения локальных и усредненных значений, полученных экспериментальным путем, в полной мере укладывается в результаты расчета. Относительное расхождение расчетных и экспериментальных данных составляет до 7 – 15 %.

Выводы

Для проверки адекватности разработанной математической модели проведена серия экспериментов по исследованию процесса выгорания природного газа в объеме турбулентного диффузионного факела.

Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанная модель качественно и количественно отвечает реальному процессу выгорания топлива в объеме факела. Относительная погрешность расчета концентрации природного газа по длине факела не превышает 7 – 15 %.

Список литературы

1. Гичёв Ю. А., Адаменко Д. С. Снижение энергозатрат и решение экологической проблемы путем пульсационно-акустического сжигания топлива // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2006. – № 4 (6). – С. 40–42.

2. Гичёв Ю. А., Адаменко Д. С., Коваль К. М., Косенко Ю. А. Результаты испытания и эффективность пульсационно-акустического сжигания топлива // Металлургическая теплотехника : сборник научных трудов НМетАУ. – Днепропетровск : ПП Грек О.С., 2007. – С. 86–95.

3. Гичёв Ю. А., Адаменко Д. С. Возможность повышения эффективности энерготехнологических агрегатов путем пульсационноакустического сжигания топлива // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2007. – № 3. – С. 115–117.

4. Гичёв Ю. А., Адаменко Д. С., Коваль К. М. Моделирование процесса выгорания газообразного топлива в объеме турбулентного факела // Металлургическая теплотехника : сборник научных трудов НМетАУ. В двух книгах. – Книга вторая. – Днепропетровск : Пороги, 2005. – С. 42–50.

5. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 288 с.

6. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения. – М.: Издво Моск. ун-та, 1987. – 307 с.

Рукопись поступила 30.03.2011 г.

УДК 669.053:532.525

Гичёв Ю.А. – д.т.н., проф., Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) Папиской В А. К.т.н. почент. Писиренстворский исписации и й испоратор

Перцевой В.А. – к.т.н. доцент, Днепропетровский национальный университет железнодорожного транспорта

Карабеза И.И. – м.н.с., НМетАУ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА АДЕКВАТНОСТИ ИНЖЕНЕРНОГО И МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НАТЕКАНИЯ ГАЗОВОЙ СТРУИ НА ТУПИКОВЫЙ КАНАЛ

Данная работа касается системы газодинамической отсечки шлака при выпуске плавки из сталеплавильных конвертеров. Тупиковый канал в эксперименте имитирует летку конвертера, а днище тупикового канала – заторможенный в летке шлак.

Для проверки адекватности инженерной и математической модели натекания газовой струи на тупиковый канал разработана специальная методика и выполнено экспериментальное исследование. Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанные модели качественно и количественно соответствуют реальному процессу фронтального и бокового натекания газовой струи на тупиковый канал. Относительная погрешность расчета полного давления газа на внутреннюю поверхность тупикового канала при использовании инженерной модели не превышает 22 %, а математической – 12 %.

Ключевые слова: тупиковый канал; газовая струя; инженерная и математическая модель; эксперимент; адекватность.

Введение

Данная работа касается системы газодинамической отсечки шлака при выпуске плавки из сталеплавильных конвертеров, суть которой заключается в воздействии на поток шлака в момент его появления в сталевыпускном отверстии струей газа, запирающей шлак в летке конвертера [1]. По сравнению с другими способами отсечки газодинамическая отсечка отличается быстродействием, возможностью автоматизации и дистанционного управления, отсутствием быстроизнашивающихся элементов и устройств, а также компактностью оборудования [2].

Принятие технических решений при разработке системы газодинамической отсечки шлака требует знания характеристик газовой

[©] Гичёв Ю.А., Перцевой В.А., Карабеза И.И., 2011

струи при натекании её на сталевыпускное отверстие конвертера, что возможно путем инженерного или математического моделирования газовой струи.

Постановка задачи исследования

Достоверность результатов моделирования должна подтверждаться экспериментальным путем, а именно, измерением давления газовой струи, натекающей на тупиковый канал, и сравнением результатов измерений с результатами расчетов. Тупиковый канал в эксперименте имитирует летку конвертера, а днище тупикового канала – заторможенный в летке шлак.

Известные результаты экспериментальных исследований по истечению газовой струи в тупиковый канал не удовлетворяют решению данной задачи. Известные экспериментальные исследования позволяют определить закономерности распределения давления в тупиковом канале только для конкретных, указанных в данных работах, условий [3 – 5].

Задача данных исследований заключалась в экспериментальной проверке адекватности ранее разработанных [6, 7] инженерной (упрощенной) и математической моделей натекания газовой струи на тупиковый канал применительно к системам газодинамической отсечки шлака, предложенных НМетАУ [8 – 10].

Методика проведения экспериментов

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования процесса натекания газовой струи на тупиковый канал представлена на рисунке 1.

Сжатый воздух от компрессора через форкамеру центрального потока поступает непосредственно к соплу (см. рис. 2). Кольцевой канал и форкамера кольцевого потока в экспериментальной установке предназначены для возможности размещения нескольких сопел перед моделью. Модель, имитирующая летку конвертера, выполнена в виде тупикового канала (см. рис. 3) и размещена на координатнике, что позволяет изменять угол натекания струи на тупиковый канал. Для наблюдения волновой структуры газового потока экспериментальная установка оборудована теневым прибором ИАБ-451.

Суть эксперимента заключалась в измерении давления на боковые стенки и днище тупикового канала при натекании на него газовой струи. Для этого в тупиковом канале выполнены дренажные отверстия, соединенные через импульсные трубки с групповым регистрирующим манометром ГРМ-2.

Оценка точности измерения давления, а также расчет времени демпфирования волновых процессов в импульсных трубках проводились в соответствии с известными методиками [11, 12].



Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – компрессор; 2 – запорная задвижка; 3 – воздухопровод высокого давления; 4 – регулирующая задвижка; 5 – форкамера центрального потока; 6 – сопло; 7 – форкамера кольцевого потока; 8 – координатник; 9 – модель тупикового канала; 10 – теневой прибор; 11 – щит образцовых манометров; 12 – пакет импульсных линий; 13 – групповой регистрирующий манометр (ГРМ-2); 14 – воздухоотвод.



Рис. 2. Коническое сопло: d₀ – диаметр выходного сечения сопла; L_{соп} – длина сопла



Рис. 3. Схема расположения дренажных отверстий в тупиковом канале: 1...10 – дренажные отверстия импульсных линий; а _{бок} – шаг дренажных отверстий вдоль боковых стенок тупикового канала; а _{дн} – шаг дренажных отверстий вдоль днища тупикового канала; Н – глубина тупикового канала; Д – диаметр тупикового канала

Результаты проверки адекватности моделирования

Проверка адекватности моделирования выполнена отдельно для разработанных инженерной и математической моделей [6, 7] при фронтальном и боковом натекании звуковых и сверхзвуковых газовых струй на тупиковый канал.

Расчетные схемы инженерного моделирования приведены на рис. 4.



Рис. 4. Схемы фронтального и бокового натекания струи на тупиковый канал при инженерном моделировании процесса

Здесь интерес представляет расчет газодинамических характеристик в пограничном слое струи, который выполняется на основании следующих предположений:

а) струя при натекании на тупиковый канал встречает две преграды: днище и боковые стенки канала;

б) осуществляется дорасширение струи с избыточным статическим давлением перед вторичной преградой, то есть перераспределение энергии струи между статическим и динамическим давлениями;

в) скорость на оси дорасширенной струи при натекании на вторичную преграду составит:

$$u_{02} = u_{m1} + \sqrt{2 \cdot P_{ct \ M361} / \rho_{atm}}$$
, (1)

где $\rho_{aтм}$ – плотность газа при атмосферном давлении, кг/м³; $P_{cт u 3 6 1}$ – избыточное статическое давление газа, Па; u_{m1} – скорость на внешней границе пристенного пограничного слоя струи, м/с;

г) пограничный слой первичной струи вследствие малой толщины пристенного слоя рассматривается в качестве струи, натекающей на вторичную преграду.

В соответствии с этим избыточное статическое и динамическое давление вдоль преграды составят:

$$P_{\rm ct \ \mu 3 \delta \ 1} = 0,5 \cdot \rho_{\rm atm} \cdot u_{\rm H}^2 \cdot e^{-(c_1 \cdot \bar{x}_1)^2}; \qquad (2)$$

$$P_{\rm диh} = \left(\rho \cdot u^2\right) / 2 , \qquad (3)$$

где c_1 – коэффициент в уравнении; ρ – плотность газа, кг/м³; u – скорость газа вдоль преграды, м/с.

В целом, избыточное давление газа вдоль преграды составит:

$$P_{\mu_{3}\delta} = P_{c_{T} \mu_{3}\delta} + P_{\mu_{H}}.$$
(4)

Проверка адекватности инженерного моделирования выполнена в два этапа.

На первом этапе исследовалось давление газа на внутреннюю поверхность тупикового канала при фронтальном натекании струи. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными представлено на рис. 5, где $\overline{h} = h/d$ – относительное расстояние от среза сопла до оси тупикового канала, а P_c – абсолютное давление газа перед соплом.

Сравнение давлений газовой струи на внутреннюю поверхность тупикового канала позволяет сделать следующие выводы:

• при прочих одинаковых условиях давление на поверхность тупикового канала возрастает с увеличением давления перед соплом и с уменьшением расстояния между соплом и тупиковым каналом, что свидетельствует об адекватности результатов измерений;

• в тупиковом канале наблюдается устойчивый, симметричный режим течения струи, так как давление газа в дренажных отверстиях №№1-4 и №№ 7-10 идентично;

 при всех значениях давлений газа перед соплом и расстояниях от среза сопла до тупикового канала давление струи на днище канала заметно выше по сравнению с давлением на боковую поверхность канала, что объясняется следующим:

a) во-первых, реакция днища на втекающую в канал импактную струю соответствует полному давлению струи, приближающемуся к давлению ее торможения;



б) во-вторых, давление на боковую поверхность канала не отражает в достаточной степени полное давление струи газа в связи с большой скоростью струи, турбулизацией струи вблизи кромок дренажных отверстий и параллельностью направления движения струи боковым стенкам канала;

в) в-третьих, давление втекающей в тупиковый канал струи на боковую поверхность канала, также как и в центральной части канала, уравновешивается встречным, отраженным от днища, потоком газа.

Второй этап экспериментальных исследований включал измерения давления газа при боковом натекании струи на тупиковый канал. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными представлено на рис. 6.

Здесь так же, как и при фронтальном натекании струи, результаты измерений указывают на адекватный характер взаимодействия струи с тупиковым каналом, то есть давление на внутреннюю поверхность тупикового канала возрастает с увеличением давления газа перед соплом и уменьшением расстояния между соплом и тупиковым каналом.

В числе особенностей бокового натекания струи можно отметить выравнивание по сравнению с фронтальным натеканием давления на внутреннюю поверхность тупикового канала по всей глубине канала.



Рис. 6. Сравнение давлений газовой струи на внутреннюю поверхность тупикового канала при боковом натекании струи под углом 45° и 60° (давлении перед соплом Pc = 0,9 МПа): → – экспериментальные данные; – – расчетные данные; 1…5 и 6…10 – точки измерения давления

В целом, результаты экспериментальных исследований подтверждают адекватность разработанной инженерной модели как при фронтальном, так и при боковом натекании струи. Относительная погрешность расчета инженерной модели для полного давления газа на внутреннюю поверхность тупикового канала в обоих вариантах натекания не превышает 22 %.

Для математической модели натекания газовой струи на тупиковый канал описание движения газа в полости тупикового канала выполнено на основе решения системы дифференциальных уравнений Эйлера для сжимаемого потока:

$$\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{y}} + \rho \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} + \rho \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{y}} = 0; \qquad (5)$$

$$\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{y}} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} = 0$$
 (6)

$$\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{y}} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{y}} = 0; \qquad (7)$$

$$\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{y}} + \mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{P} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{P} \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{y}} = 0, \qquad (8)$$

где u, v – составляющие скорости газового потока вдоль оси абсцисс и ординат соответственно, м/с; Р – абсолютное статическое давление в потоке газа, Па; к – показатель адиабаты.

Решение системы дифференциальных уравнений (1 – 8) осуществлялось методом конечных элементов [7]. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными представлено на рис. 7.

Ввиду сложности измерения газодинамических характеристик струи в объеме канала, а также дополнительной турбулизации потока в его полости за счет установки трубок полного давления, исследования ограничивались сравнением давления газовой струи только на внутреннюю поверхность тупикового канала.

Результаты экспериментальных исследований подтверждают адекватность разработанной математической модели, поскольку она качественно и количественно описывает процесс движения газа в тупиковом канале в соответствии с реальными условиями эксперимента.

Погрешность расчета полного давления газа на внутреннюю поверхность тупикового канала не превышает 12 %. Это позволяет рекомендовать предложенную модель для определения основных характеристик, и, в первую очередь, давления газового потока, в объеме тупикового канала.



Рис. 7. Сравнение давлений газовой струи на внутреннюю поверхность тупикового канала при натекании струи под углом 45° и 60° (давление перед соплом P_c=0,9МПа): — экспериментальные данные; — расчетные данные; 1...5 и 6...10 – точки измерения давления

Выводы

Для проверки адекватности инженерной и математической модели натекания газовой струи на тупиковый канал разработана специальная методика и выполнено экспериментальное исследование. Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанные модели качественно и количественно соответствуют реальному процессу фронтального и бокового натекания газовой струи на тупиковый канал. Относительная погрешность расчета полного давления газа на внутреннюю поверхность тупикового канала при использовании инженерной модели не превышает 22 %, а математической – 12 %.

Список литературы

1. Гичёв Ю. А. Исследование газодинамической отсечки шлака при выпуске стали из конвертера / Гичёв Ю.А. Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2002. – № 7. – С. 170–173.

2. Гичёв Ю. А. Классификация и сравнение способов отсечки шлака при выпуске стали из конвертеров / Гичёв Ю. А. Бюллетень научно-технической и экономической информации «Черная металлургия». – 2009. – № 5(1313). – С. 32–35

3. Дыбан Е. П. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел / Е. П. Дыбан, А. И. Мазур. – К. : Наукова думка, 1982. – 303 с.

4. Дыбан Е. П. Истечение плоской воздушной струи в тупик / Е. П. Дыбан, А. И. Мазур, Э. Я. Эпик // Инженерно-физический журнал. – 1971. – Т. 20.– № 6. – С. 1020–1026.

5. Molloy N. A. Oscillatory flow of a jet into a blind cavity / N. A. Molloy, P. L. Taylor // Nature. – 1969. – Vol. 224, N_{2} 5225. – P. 1192–1194.

6. Гичёв Ю. А. Моделирование газодинамической отсечки шлака, обеспечивающей энерго- и ресурсосбережение при выпуске плавки / Ю. А. Гичёв, В. А. Перцевой // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2007. – № 4. – С. 84–87.

7. Гичёв Ю. А. Анализ энергетических характеристик турбулентной газовой струи на основе математического моделирования / Ю. А. Гичёв, В. А. Перцевой // Металургійна теплотехніка : збірник наукових праць Національної металургійної академії України. – Дніпропетровськ : Нова ідеологія, 2008. – С. 81–91.

8. Пат. на корисну модель. № 36614 Україна Пристрій газодинамічного відсічення шлаку від рідкого металу / Гічов Ю. А., Бичков С. В., Малик О. О., Перцевой В. О. – C21C5/46. – 2008. 27.10.2008. – Бюл. № 20.

9. Пат. на корисну модель. № 36516 Україна. Пристрій для відділення металу і шлаку / Гічов Ю. А., Бичков С. В., Малик О. О., Перцевой В. О. – C21C5/46, F27D3/15. – 2008. 27.10.2008. – Бюл. № 20.

10. Пат. на корисну модель. № 37729 Україна. Пристрій для випуску металу з конвертера і відсічення шлаку / Гічов Ю. А., Бичков С. В., Малик О. О., Перцевой В. О. – С21В7/14, F27D3/00. – 2008. 10.12.2008. – Бюл. № 23

11. Брянский Л. Н. Краткий справочник метролога: справочник / Л. Н. Брянский, А. С. Дойников. – М. : Издательство стандартов, 1991. – 79 с.

12. Ратанов Г. С. Методы и средства измерений динамических давлений / Г. С. Ратанов. – Томь : Издательство Томского университета, 1986. – 108 с.

Рукопись поступила 06.04.2011 г.

УДК 66.045

Гридин С.В. – к.т.н., доцент, Донецкий национальный технический университет (ДонНТУ) Колесниченко Н.В. – ст. преп., ДонНТУ Сафьянц А.С. – аспирант, ДонНТУ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ИСТОЧНИКА ГОРЯЧЕГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЛЕКСА КГУ-ТНУ

Выполнен анализ работы источника горячего водоснабжения, состоящего из когенерационной установки, тепловых насосов компрессионного типа и бака-аккумулятора, сглаживающего пики потребления. При такой схеме вырабатываемая электроэнергия используется только для привода теплового насоса и на собственные нужды предприятия, а теплота, утилизируемая в когенерационной установке, идет на нагрев теплоносителя после теплового насоса. Показано, что срок окупаемости внедрения данной схемы составляет до 3,5 лет и может быть дополнительно снижен при использовании в часы ночного минимума электроэнергии из сети, так как ее цена будет ниже себестоимости вырабатываемой электроэнергии. Тепловая мощность комплекса КГУ-ТНУ выбирается по средней нагрузке ГВС в выходной день зимнего периода.

Ключевые слова: когенерация; тепловой насос; бак-аккумулятор.

Введение

В условиях постоянного удорожания природных энергоносителей, а также сокращения их мировых запасов возрастает роль высокоэффективных способов преобразования и выработки энергии. Одним из таких способов является когенерация – совместная выработка из одного и того же источника энергии тепловой и электрической (или механической) энергии в месте ее потребления.

В настоящее время различные варианты когенерации часто используются при реконструкции существующих котельных (с паровыми или водогрейными котлами) в мини-ТЭЦ. Такая реконструкция имеет ряд преимуществ: использование уже существующей теплосети; покрытие собственных нужд котельной в электроэнергии при полном или частичном отказе от покупной электроэнергии; повышение КПД использования топлива; снижение эксплуатационных затрат и

[©] Гридин С.В., Колесниченко Н.В., Сафьянц А.С., 2011

удельной себестоимости единицы теплоты; снижение вредных выбросов и т.д.

Но при всех этих преимуществах самым существенным недостатком когенерационных установок (КГУ) является неизменное соотношение между производимой теплотой и электроэнергией. Поэтому целесообразно использовать различные методы накопления производимой в КГУ энергии для выравнивания графика нагрузок и повышения маневренности установки [1, 2].

Такими методами могут быть использование теплонасосных установок (ТНУ) для регулирования соотношения производимой электроэнергии/теплоты [3, 4].

В статье [4] исследуется целесообразность и возможность регулирования нагрузок в схеме источника теплоэлектроснабжения с помощью тепловых насосов, исходя из расчета и анализа получаемой экономии при внедрении проекта по замещению котельной, выполняющей как нагрузку отопления, так и горячего водоснабжения (ГВС), в мини-ТЭЦ. Проводится также сравнительный анализ трех схем работы такого источника. Наиболее эффективным признан третий вариант, с баком-аккумулятором и без выдачи электроэнергии в сеть, когда вся электроэнергия, производимая в КГУ, будет потребляться для привода ТНУ и на собственные нужды. Это связано как с наименьшим сроком окупаемости, так и с технической сложностью выдачи вырабатываемой на КГУ электроэнергии в электросистему. Однако, анализ показывает, что при внедрении некоторых управленческих мероприятий срок окупаемости может быть дополнительно уменьшен.

Постановка задачи

В качестве примера рассматривается отопительная котельная типичного жилого микрорайона г. Краматорска, оборудованная тремя водогрейными газовыми котлами типа КВГ-6,5. Потребитель – жилой массив, включающий 12 жилых домов с общей численностью жильцов 4400 человек. Средняя нагрузка горячего водоснабжения составляет 1,44 МВт (1,24 Гкал/ч), максимальная отопительная нагрузка равна 4,8 МВт (4,127 Гкал/ч). Загрузка котла КВГ-6,5 в летний период составляла всего 18,5 %. В результате такой работы имели место перерасходы природного газа и электроэнергии на выработку и транспортировку греющего теплоносителя.

При внедрении проекта в качестве источника низкопотенциальной теплоты для ТНУ предлагается использовать неочищенные канализационные стоки. Станция перекачки канализационных стоков находится на расстоянии 70 метров от действующей котельной. В соответствии с принципиальной схемой ТНУ (рис. 1), утилизация низкопотенциальной теплоты происходит в подземном теплообменнике «труба в трубе». В качестве промежуточного теплоносителя выступает 10 %-ный раствор этиленгликоля, нагревающий в тепловом насосе посредством фреона греющий теплоноситель до 50 °C, который далее догревается до 60 °C в КГУ.



Рис. 1. Принципиальная схема внешнего контура ТНУ: 1 – теплообменник утилизатор; 2 – насос подачи сточных вод на очистные сооружения; 3 – приемная емкость сточных вод; 4 – циркуляционные насосы сточных вод; 5 – бак этиленгликоля; 6 – насос подпитки этиленгликоля; 7 – насосы промежуточного теплоносителя – этиленгликоля; Т1 – трубопровод этиленгликоля нагревающий; Т2 – трубопровод этиленгликоля греющий; НК – напорная бытовая канализация

Забор канализационных стоков температурой 10 - 20 °C осуществляется из приемного резервуара насосной станции. После подземного теплообменника охлажденные на 5 – 10 °C стоки сбрасываются в существующий напорный коллектор (давление охлажденных стоков превышает давление в напорном коллекторе).

Проектом предусмотрена регулировка производительности тепловых насосов в зависимости от температуры охлаждаемых стоков во избежание понижения температуры стоков на уровень ниже +5 °C.

Расчет регулирования нагрузки ГВС системой КГУ-ТНУ

Рассмотрим регулирование нагрузок ТНУ в схеме источника теплоэлектроснабжения при удовлетворении нагрузок ГВС.

Схему, в которой вся электроэнергия КГУ потребляется в ТНУ, а теплота, утилизируемая в КГУ, идет на нагрев теплоносителя после ТНУ, обозначим как комплекс КГУ-ТНУ.

В качестве расчетного графика суточного расхода горячей воды для жилого массива примем график, приведенный в [5] (рис. 2). При этом базовая часть равна минимуму нагрузки ГВС. Исходя из графика, выделим четыре расчетных дня – зимние и летние выходной и будний дни.

Принципиальная схема КГУ-ТНУ представлена на рисунке 2.



Рис. 2. Принципиальная схема КГУ-ТНУ с баком-аккумулятором без выдачи электроэнергии в сеть:

БА – бак-аккумулятор; ГПУ – газопоршневая когенерационная установка; ТНУ – теплонасосная установка;

1 – теплообменник для подогрева воды на подачу для ГВС;

2 – насосы подачи; 3 – циркуляционные насосы; 4 – насос подпитки

Базовую нагрузку покрывает комплекс КГУ-ТНУ; нагрузку надстройки несет КГУ, электроэнергия от КГУ в этом случае будет использоваться только для привода ТНУ и на собственные нужды предприятия. Для данной схемы БА, который будет сглаживать пики нагрузки ГВС и может нести часть ночной нагрузки, рассчитывается на среднесуточную нагрузку ГВС, определяемую для выходного дня зимы. Ниже приведен расчет на выполнение нагрузки ГВС в выходной день отопительного периода. Схема работает в базовом режиме следующим образом: вода после потребителя подпитывается через насос 4 водопроводной водой температурой 5 °C зимой и 15 °C летом. ТНУ является первой ступенью нагрева сетевой воды. Проходя через ТНУ, она повышает свою температуру до $\tau_{\text{тну}}$, которая зависит от температуры наружного воздуха. Далее с помощью теплообменника 1 подогревается водой от ГПУ до 60 °C. Этот элемент схемы, собственно, и является комплексом КГУ-ТНУ, предназначенным покрывать базовую нагрузку ГВС. После этого подготовленная вода либо накапливается в БА, а её остаток направляется насосом 2 к потребителю, либо подпитывается водой от БА и также идет к потребителю. После потребителя она насосом 3 опять подается на нагрев.

Для уменьшения установленной мощности КГУ, а, следовательно, и капитальных вложений, устанавливаем после контуров с ГПУ бак-аккумулятор, который будет запасать нагретую воду для покрытия нагрузки ГВС надстройки в ночное время и сглаживания ее пиков в часы пиков, полупиков. Сглаживание пиков БА будет производиться не по средней нагрузке надстройки, а по среднесуточной нагрузке ГВС, рассчитанной для, соответственно, выходного или буднего дней при данном периоде года, поэтому регулирование нагрузок будет осуществляться именно регулированием работы данного контура. Электроэнергия от КГУ в этом случае будет использоваться только для привода ТНУ и на собственные нужды предприятия.

Для дальнейших расчетов примем следующие исходные данные (цены актуальны по состоянию на 2010 год):

- Ц_{топ}=2,68 грн/м³ − цена газообразного топлива;

- Ц_{эл}=820 грн/МВт·ч – цена на покупаемую электроэнергию;

q_{сн} = 5% – затраты тепла на собственные нужды источника;

р_{сн} = 5% – доля электрической энергии, вырабатываемой на ТЭЦ, идущая на собственные нужды;

 $\eta_{T}^{K\Gamma Y} = 0,5$ – тепловой КПД КГУ;

- $\eta_{3\pi}^{K\Gamma y} = 0,35$ – электрический КПД КГУ;

- $\mu_{\text{THy}}^{\text{ТЭЦ}} = 3$ – коэффициент преобразования энергии ТНУ;

 $- Q_{H}^{p} = 33,5 M Дж / м^{3}$ – теплотворная способность природного газа.

Также отметим, что в Украине действует следующий тарифный коэффициент на электроэнергию, потребляемую в часы ночного минимума нагрузок энергосистемы с 23^{00} по $7^{00} - \kappa_{\text{тариф}} = 0,4$;

За базовую нагрузку принимаем среднесуточную нагрузку ГВС в зимний выходной день, т.е. $Q_{\text{баз}} = Q_{\Gamma BC, cp}^{\text{вых.3}} = 1,897 \text{ MBt} = 1,631 \Gamma \text{кал/ч}.$

Тогда количество тепла, которое накапливается либо расходуется БА в выходной день отопительного периода при нагрузке ГВС Q_{ГВС} рассчитывается по формуле:

$$Q_{3ap/pa3p} = Q_{\delta a3} - Q_{\Gamma BC}.$$
 (1)

В те часы, для которых значения надстройки положительные, происходит зарядка БА, а в те, для которых значения отрицательные, – разрядка. Соответственно, получаем, что с 24^{00} до 10^{00} БА заряжается, а в остальные часы – разряжается, что наглядно представлено на рисунке 3.

Доля нагрузки, которую будет нести тепловой насос при $\mu_{THY}^{TЭЦ} = 3$ в рассматриваемой схеме при условии, что вся электроэнергия, производимая КГУ, будет потребляться приводом ТНУ, с учетом собственных нужд ТЭЦ, определяется по формуле:

$$\alpha' = \frac{\mu_{\text{THY}}^{\text{THY}} \cdot \eta_{\scriptscriptstyle \mathfrak{I} , \text{HT}}^{\text{THY}}}{\eta_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}^{\text{KFY}} + \mu_{\text{THY}}^{\text{THY}} \cdot \eta_{\scriptscriptstyle \mathfrak{I} , \text{HT}}^{\text{THY}}}, \qquad (2)$$

где $\mu_{THY}^{TЭЦ}$ – коэффициент преобразования энергии ТНУ; $\eta_{T}^{K\Gamma Y}$ – тепловой КПД КГУ; $\eta_{_{3Л,HT}}^{TЭЦ}$ – электрический КПД нетто ТЭЦ.

Тогда доля отопительной нагрузки β', выполняемая за счет нагрева сетевой воды в КГУ, будет:

$$\beta' = 1 - \alpha = \frac{\eta_{\rm T}^{\rm K\Gamma \rm Y}}{\eta_{\rm T}^{\rm K\Gamma \rm Y} + \mu_{\rm TH \rm Y}^{\rm T\Theta \rm II} \cdot \eta_{_{\rm 9J,\rm HT}}^{\rm T\Theta \rm II}}.$$
(3)



Рис. 3. График мощности зарядки/разрядки БА в выходной день отопительного периода

После расчетов были выбраны три тепловых насоса по рекомендациям [6], характеристики которых представлены в таблице 1.

Суммарная тепловая мощность тепловых насосов оказалась равной $Q_{\Sigma}^{THY} = 1,285 \text{ MBT}$, а суммарная электрическая мощность привода TH – $N_{\Sigma}^{THY} = 0,354 \text{ MBT}$. Тогда коэффициент преобразования группы тепловых насосов будет равен:

$$\mu_{\rm THY}^{\rm THY} = \frac{Q_{\Sigma}^{\rm THY}}{N_{\Sigma}^{\rm THY}} = \frac{1,285}{0,354} = 3,6.$$

Таблица 1

Характеристика тепловых насосов ТНУ [5]

TH	Серия и тип	μ_{TH}	Q _{TH} , кВт	N _{TH} , кВт
1	WHS-ST 118.1	5,45	425	78
2	ECOPLUS SE-ST 133.2	3,22	426	132
3	ECOPLUS SE-ST 133.2	3,01	434	144
	Итого	1285	354	

Так как эта схема работает только в базовом режиме, производство тепловой энергии КГУ вычислим следующим образом:

 $Q_{K\Gamma Y} = \beta \cdot Q_{6a3} = 0,284 \cdot 1,897 = 0,539 \text{ MBT}.$

Избыточная электрическая нагрузка КГУ, соответственно, будет нулевая. Поэтому электрическая нагрузка КГУ будет равна электрической нагрузке привода ТНУ, то есть:

$$N_{KTV} = N_{THV} = 0,377 \text{ MBT}$$
.

Выбираем одну ГПУ от производителя VITOBLOC типа 200 EM-401/549 единичной электрической мощностью 401 кВт, основные технические характеристики которой представлены в [6].

Анализ экономической эффективности схемы

При анализе экономической эффективности схемы были рассчитаны топливные составляющие себестоимости вырабатываемого 1 ГДж теплоты, то есть удельные постоянные затраты топлива на производство 1 ГДж теплоты, для КГУ при работе в базовом режиме и для котельной до реконструкции, которые составили, соответственно, $3_{K\Gamma y} = 206,5$ грн/ГКал и $3_{Kor} = 436,01$ грн/Гкал.

Суммарная экономия за один выходной день отопительного периода составила 8984,6 грн.

Годовое потребление газа котельной составляет 1415,39 тыс. м³, тогда как это значение для КГУ составляет 723,78 тыс. м³. Соответствующая экономия газа после реконструкции составит 691,61 тыс. м³, или 48,9 %. Суммарные капиталовложения в проект были подсчитаны по формуле:

$$\mathbf{K}_{\Sigma} = \mathbf{K}_{\mathrm{K}\Gamma\mathrm{Y}} + \mathbf{K}_{\mathrm{T}\mathrm{H}\mathrm{Y}} + \mathbf{K}_{\mathrm{E}\mathrm{A}} + \mathbf{K}_{\mathrm{ct}}$$
 ,

где К_{КГУ} – капиталовложения на ГПУ, которые были рассчитаны с учетом строительно-монтажных работ, расходы на смазочное масло для ГПУ, на трансформаторное, компенсаторное оборудование и многотарифный счетчик, и составили 2,156 млн. грн; К_{ТНУ} – капитальные затраты на ТНУ, которые составили 5,824 млн. грн; К_{ТН} – капитальные затраты на бак-аккумулятор, которые были рассчитаны, исходя из его металлоемкости и составили 0,104 млн. грн; К_{ст} – затраты на строительство и монтаж оборудования, также включающий накладные расходы, К_{ст} = 0,12 млн. грн.

Суммарные капиталовложения составляют:

 $K_{\Sigma} == 2,156 + 5,824 + 0,104 + 0,12 = 8,204$ млн. грн.

Годовая экономия средств при внедрении схемы КГУ-ТНУ и БА без выдачи электроэнергии в сеть, в свою очередь, составила Э_{год} = 2,340 млн. грн. Тогда простой срок окупаемости проекта будет равен:

$$T_{o\kappa} = \frac{K_{\Sigma}}{\Im_{ron}} = \frac{8,204}{2,340} = 3,5$$
 года.

Однако, анализ предложенной схемы работы показал, что срок окупаемости может быть дополнительно уменьшен путем организационных мероприятий, а именно, переключением ТНУ на работу от сети в часы ночного минимума и выключением КГУ. Тогда стоимость электроэнергии будет учтена с тарифным коэффициентом 0,4 и позволит снизить себестоимость вырабатываемого тепла. Проанализируем работу котельной по такой схеме в будний день летнего периода; график нагрузки ГВС и производительности комплекса КГУ-ТНУ показаны на рисунке 4.

Производительность комплекса КГУ-ТНУ остается постоянной на протяжении суток, она равна средней нагрузке ГВС, которая составляет 0,921 Гкал/ч, расход газа при этом составляет 65,36 м³/ч, или 70,97 м³/Гкал. Как уже было показано выше, себестоимость 1 Гкал составляет 206,5 грн/Гкал, или 177,55 грн/МВт·ч.

Мощность установленной теплонасосной установки выше средней нагрузки ГВС и позволяет полностью покрывать ее в часы ночного минимума. Тогда, стоимость 1 Гкал будет составлять:

$$3_{\text{THY}} = \frac{Q_{\Gamma BC}}{\mu} \cdot \coprod_{\Im \Pi} \cdot K_{\text{тариф}} = \frac{1,071}{3,6} \cdot 820 \cdot 0,4 = 97,58 \text{ грн/MBt} \cdot 4 = 113,5 \text{ грн/Гкал.}$$



Рис.4. График нагрузки ГВС и производительности комплекса КГУ-ТНУ в будний день летнего периода

С 23.00 до 07.00 ночи летнего буднего дня на котельной вырабатывается 7,368 МВт·ч тепловой энергии. Тогда экономия составит 802,5 гривен в будний день летнего периода.

Используя подобную схему, можно рассчитать экономию для всех остальных режимов работы котельной, однако, стоит учитывать, что во всех остальных случаях мощность ТНУ ниже, чем средняя нагрузка ГВС, поэтому некоторое количество времени необходима будет совместная работа КГУ+ТНУ на мощностях, превышающих среднюю нагрузку ГВС, для накопления разницы тепловой энергии в бакеаккумуляторе.

Расчеты показывают, что дополнительная экономия составит 783,9 грн в выходной летний день и 896,5 грн в будний зимний день. Таким образом, дополнительный годовой экономический эффект составит 263,3 тыс. грн., а общий срок окупаемости проекта уменьшится до 3,1 года.

Выводы

1. Была проанализирована схема реконструкции типовой котельной г. Краматорска с установкой комплекса КГУ-ТНУ с баком аккумулятором для покрытия нагрузки горячего водоснабжения. В комплексе КГУ-ТНУ вся вырабатываемая электрическая энергия КГУ расходуется на собственные нужды и для привода теплонасосной установки. Мощность комплекса рассчитывалась, исходя из средней нагрузки ГВС в выходной день зимнего периода для снабжения района, численностью 4401 человек, и составила 1900 КВт, из них тепловая мощность ТНУ составила 1285 КВт. При этом комплекс КГУ-ТНУ работает в базовом режиме, мощность при котором выбирается равной средней дневной нагрузке ГВС, а бак-аккумулятор служит для выравнивания графика нагрузки. Емкость бака-аккумулятора составила 135 м³.

2. Начальные капиталовложения составили 8,204 млн. грн, простой срок окупаемости составил 3,5 года при размере годового экономического эффекта в 2,34 млн. грн. При этом стоимость 1 Гкал тепловой энергии снижается с 436,01 грн/Гкал при работе котлов до 206,5 грн при внедрении данной схемы.

3. Дальнейший анализ схемы позволил предложить оптимизацию работы путем использования электроэнергии из сети в часы ночного минимума нагрузки для привода тепловых насосов. Стоимость электроэнергии с учетом тарифного коэффициента, равного 0,4, позволит снизить себестоимость тепловой энергии до 113,5 грн/Гкал. Это приводит к дополнительному экономическому эффекту в 263,3 тыс. грн. в год и снижению срока окупаемости проекта до 3,1 года.

Список литературы

1. Коренков О. В. Перспективи впровадження теплових насосів у житлово-комунальному господарстві України // Энергетика и электрификация. – 2008. – № 2. – С. 52–54.

2. Яндульський О. С. Практичне впровадження теплових насосів та комплексне енергозабезпечення об'єктів соціальної та промислової галузі України // Энергетика и электрификация. – 2008. – № 2. – С. 44–46.

3. Мацевитый Ю. М. Внедрение теплонасосных технологий // Экотехнологии и ресурсосбережение. – 2008. – № 3. – С. 4–10.

4. Сафьянц С. М., Колесниченко Н. В., Веретенникова Т. Е. Исследование схемы источника теплоэлектроснабжения с регулированием нагрузок на базе использования тепловых насосов // Коммунальная и промышленная теплоэнергетика. – 2011. – № 3. – С. 79–85.

5. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети : Учебник для вузов. – 7-е изд., стереот. – М. : Издательство МЭИ, 2001. – 472 с. : ил.

6. Программа McQuay (США) для выбора Water cooled liguid chillers.

Рукопись поступила 16.05.2011 г.

УДК 563.2: 539.3

Губин А.И. – к.т.н., доцент, Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара (ДНУ) *Малая Ю.А.* – ассистент, Национальная металлургическая академия Украины

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Построена математическая модель тепловых процессов при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности. Рассмотрены две математические модели процессов теплопроводности при лазерном воздействии на материалы, соответствующие условиям, которые часто встречаются на практике. Разработан алгоритм совместного применения метода пространственно-временных квадрантов и операционного метода для решения нелинейных задач теплопроводности на основе гиперболического уравнения. Проведены расчеты температурных полей при лазерном воздействии на неограниченную пластину.

Ключевые слова: концентрированные потоки энергии; математическое моделирование; нелинейное гиперболическое уравнение теплопроводности.

Введение

В последнее время для модификации поверхности материалов стали привлекаться высокоэнергетические лучевые технологии с использованием концентрированных потоков энергии. В соответствии с природой носителей энергии – лазерное излучение, ионные пучки, электронные лучи такие технологии получили название радиационнопучковые технологии [1 – 3].

В отличие от традиционных технологий (термомеханическая, химико-термическая и так далее), технологии с использованием концентрированных потоков энергии имеют свою специфику и особенности, и в ряде случаев вытесняют традиционные технологии модифицирования поверхностных слоев, вследствие более высокой эффективности, экологической чистоты и уникальности получаемых результатов.

[©] Губин А. И., Малая Ю. А., 2011
Технологии с использованием концентрированных потоков энергии являются наиболее эффективным способом изменения структуры поверхностного слоя, которые позволяют проводить сверхбыструю закалку весьма узкого (десятки микрометров по глубине) слоя. Для различных видов воздействия концентрированных потоков энергии на материалы общими являются: высокие плотности мощности (~10¹² Bt/cm²) и энергии (~100 Дж/см²), высокие градиенты температуры, создаваемые в поверхностном слое (10⁶ – 10⁸ K/см) и высокие скорости нагрева и закалки (10⁹ – 10¹¹ K/c), которые достигаются при определенных условиях [2].

Наиболее распространенным методом обработки материалов концентрированными потоками энергии является обработка лазерным излучением. Лазерная обработка материалов основана на возможности лазерного излучения создавать на малом участке поверхности высокие плотности теплового потока, необходимые для интенсивного нагрева или расплавления практически любого материала.

Взаимодействие лазерного излучения с поверхностным слоем металла сводится к его разогреву вплоть до расплавления и испарения. Но по сравнению с традиционными методами термической и химикотермической обработок лазерная обработка имеет ряд преимуществ, а именно, возможность локальной обработки заданных участков поверхности заготовки и достижения очень высоких скоростей нагрева и охлаждения.

В зависимости от соотношения времени воздействия излучения и плотности мощности лазерного излучения могут иметь место различные эффекты взаимодействия излучения с металлической поверхностью. В соответствии с этим разработаны разные методы лазерной обработки материалов: лазерная термообработка, оплавление, вакуумнолазерное напыление, ударное воздействие, получение поверхностных покрытий.

Локальность и быстротечность лазерного нагрева затрудняет получение достоверной информации экспериментальными методами. В связи с этим применение математических моделей и соответствующих расчетных методов приобретает особое значение.

В последнее время при моделировании тепловых процессов при лазерном воздействии на материалы применяется гиперболическое уравнение теплопроводности [3 – 8], которое учитывает конечную скорость распространения тепла.

Математические модели тепловых процессов при лазерной обработке, которые рассматриваются в работах [3 – 9], являются линейными, но при изучении таких процессов необходимо учитывать зависимость теплофизических и оптических характеристик от температуры. Учет указанных факторов приводит к усложнению математических моделей, которые становятся нелинейными, но повышают точность получаемых результатов.

Цель работы

Целью работы является построение математических моделей тепловых процессов при воздействии концентрированных потоков энергии, и, в частности, при лазерной обработке материалов, на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности, а также разработка метода решения нелинейной задачи теплопроводности.

Математическая модель тепловых процессов при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы

Рассмотрим случай, когда радиус пятна нагрева намного больше глубины проникновения тепла. Это дает основание рассматривать одномерную задачу об определении температурного поля в неограниченной пластине. Тогда математическая модель процессов теплопроводности при воздействии концентрированных потоков энергии будет состоять из дифференциального уравнения теплопроводности гиперболического типа:

$$\tau_{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(c(T) \rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \right) + c(T) \rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right) + W(x,t,T) + \tau_{r} \frac{\partial W(x,t,T)}{\partial t};$$
(1)
$$t > 0, \ 0 < x < R;$$

начальных условий:

$$T(x,0) = \chi_1(x), \tag{2}$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t}\Big|_{t=0} = \chi_2(x); \tag{3}$$

и граничных условий:

$$-k_{11}\lambda(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \left[f_1(t,T) - \eta_1(t,T)T(x,t)\right]_{x=0} + \tau_r k_{12}\frac{\partial}{\partial t}\left[f_1(t,T) - \eta_1(t,T)T(x,t)\right]_{x=0},$$
(4)

$$-k_{21}\lambda(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=R} = \left[f_2(t,T) - \eta_2(t,T)T(x,t)\right]_{x=R} + \tau_r k_{22}\frac{\partial}{\partial t}\left[f_2(t,T) - \eta_2(t,T)T(x,t)\right]_{x=R},$$
(5)

где T(x,t) – поле температур; W(x,t,T) – мощность внутренних источников тепла; $\chi_1(x)$ – начальное распределение температуры; $\chi_2(x)$ – начальное распределение скорости изменения температуры; $\lambda(T)$ – коэффициент теплопроводности; c(T) – теплоемкость; $\rho(T)$ – плотность вещества; τ_r – время релаксации теплового потока; t – текущее время; x – пространственная координата; $\eta_1(t,T)$, $\eta_2(t,T)$ – граничные функции, которые принимают значения 0 (граничные условия второго рода), 1 (граничные условия первого рода) или $\alpha_i(T)$ (граничные условия третьего рода); $f_1(t)$, $f_2(t)$ – граничные функции, которые в зависимости от типа граничные условия первого рода), произведениями температур окружающих сред на коэффициенты теплоотдачи (граничные условия второго рода), тепловыми потоками на внешних границах (граничные условия второго рода).

Параметры k_{11} , k_{12} , k_{21} , k_{22} , принимающие значения 0 или 1, дают возможность получить граничные условия первого, второго и третьего рода.

Математические модели процессов теплопроводности при лазерном воздействии на материалы

При исследовании тепловых процессов при лазерном воздействии на материалы чаще всего рассматриваются задачи, в которых температура в начальный момент времени в обрабатываемом материале является постоянной и равной T_0 , а скорость изменения температуры в начальный момент времени принимается равной 0. Вследствие малой толщины прогретого слоя обрабатываемое тело либо принимается полубесконечным, либо считается неограниченной пластиной, толщина которой выбирается больше толщины прогретого слоя. Граница пластины, не подверженная лазерному воздействию, считается теплоизолированной.

Энергия лазерного излучения поглощается в тонком поверхностном слое согласно закону Бугера. Учет конечности толщины этого слоя при моделировании необходим в тех случаях, когда глубина проникновения теплоты сравнима по порядку с толщиной слоя, в котором поглощается энергия. Это имеет место для достаточно больших плотностей потока энергии лазерного излучения. В этом случае поглощение энергии лазерного излучения моделируется объемным источником тепла. При меньших плотностях потока энергии лазерного излучения, когда глубина проникновения теплоты значительно больше

толщины слоя, в котором поглощается излучение, поглощение энергии моделируется поверхностным источником тепла.

В случае, когда рассматривается объемное поглощение, математическая модель процесса теплопроводности в обрабатываемом лазерным излучением материале состоит из нелинейного неоднородного дифференциального уравнения:

$$\tau_{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(c(T)\rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \right) + c(T)\rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right) + A(T)q_{0}(t)\alpha e^{-\alpha x} + \tau_{r}\alpha e^{-\alpha x} \frac{\partial \left(A(T)q_{0}(t) \right)}{\partial t},$$
(6)

начальных условий:

$$T(x,0) = T_0, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0; \qquad (8)$$

и граничных условий:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = 0, \qquad (9)$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=R} = 0, \qquad (10)$$

где A(T) – поглощательная способность материала; α – коэффициент поглощения; $q_0(t)$ – плотность потока энергии лазерного излучения.

В случае, когда рассматривается поверхностное поглощение, математическая модель процесса теплопроводности в обрабатываемом лазерным излучением материале включает в себя нелинейное однородное дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$\tau_{T} \frac{\partial}{\partial t} \left(c(T) \rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \right) + c(T) \rho(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right), \quad (11)$$

которое дополняется начальными условиями:

$$T(x,0) = T_0,$$
 (12)

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0; \qquad (13)$$

и граничными условиями:

$$-\lambda(T)\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = A(T)q_0(t) + \tau_r \frac{\partial (A(T)q_0(t))}{\partial t}, \qquad (14)$$

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=R} = 0.$$
(15)

Модели (6) – (10), (11) – (15) являются частными случаями математической модели (1) – (5), которая описывает тепловые процессы в материале при воздействии концентрированных потоков энергии.

Метод пространственно-временных квадрантов

Для решения нелинейных задач теплопроводности эффективным является сочетание метода пространственно-временных квадрантов и операционного метода, что показано в работах [11] для параболических уравнений теплопроводности. В этой работе развит метод пространственно-временных квадрантов для нелинейных краевых задач теплопроводности на основе уравнений гиперболического типа.

Суть метода заключается в следующем. Прямоугольник $[0,R] \times [0,t_k]$ разбивается параллельными прямыми $x = x_i$ и $t = t_j$ на прямоугольники $[x_{i-1},x_i] \times [t_{j-1},t_j]$, где $i = \overline{1,N}$, $j = \overline{1,M}$. В каждом из полученных прямоугольников нелинейное уравнение (1) заменяем линейным уравнением:

$$\tau_{r}c_{ij}\rho_{ij}\frac{\partial^{2}T_{ij}(x,t)}{\partial t^{2}} + c_{ij}\rho_{ij}\frac{\partial T_{ij}(x,t)}{\partial t} = \lambda_{ij}\frac{\partial^{2}T_{ij}(x,t)}{\partial x^{2}} + W_{ij}(x,t) + \tau_{r}\frac{\partial W_{ij}(x,t)}{\partial t}, \ x_{i-1} < x < x_{i}, \ t_{j-1} < t \le t_{j}.$$
(16)

В начальный момент времени выполняются условия:

$$T_{i1}(x,0) = \chi_1(x), \tag{17}$$

$$\frac{\partial T_{i1}(x,t)}{\partial t}\Big|_{t=0} = \chi_2(x) \tag{18}$$

при $x_{i-1} \leq x \leq x_i$.

На границах x = 0 и x = R выполняются линейные условия:

$$-k_{11}\lambda_{1j}\frac{\partial T_{1j}(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \left[f_{1,j}(t) - \eta_{1,j}(t)T_{1j}(x,t)\right]_{x=0} + \tau_r k_{12}\frac{\partial}{\partial t}\left[f_{1,j}(t) - \eta_{1,j}(t)T_{1j}(x,t)\right]_{x=0},$$
(19)
$$-k_{21}\lambda_{Nj}\frac{\partial T_{Nj}(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=R} = \left[f_{2,j}(t) - \eta_{2,j}(t)T_{Nj}(x,t)\right]_{x=R} + \tau_r k_{22}\frac{\partial}{\partial t}\left[f_{2,j}(t) - \eta_{2,j}(t)T_{Nj}(x,t)\right]_{x=R}$$
(20)

при $t_{j-1} < t \le t_j$.

На сторонах прямоугольников, принадлежащих прямым $t = t_j$ ($j = \overline{1, M - 1}$), выполняются условия:

$$T_{i,j+1}(x,t_j) = T_{ij}(x,t_j),$$
(21)

$$\frac{\partial T_{i,j+1}(x,t)}{\partial t}\bigg|_{t=t_j} = \frac{\partial T_{ij}(x,t)}{\partial t}\bigg|_{t=t_j},$$
(22)

при $x_{i-1} \le x \le x_i$.

На сторонах прямоугольников, принадлежащих прямым $x = x_i$ ($i = \overline{1, N-1}$), выполняются условия идеального теплового контакта:

$$T_{i+1,j}(x_i,t) = T_{ij}(x_i,t),$$
(23)

$$\lambda_{i+1,j} \frac{\partial T_{i+1,j}(x,t)}{\partial x} \bigg|_{x=x_i} = \lambda_{ij} \frac{\partial T_{ij}(x,t)}{\partial x} \bigg|_{x=x_i}, \qquad (24)$$

при $t_{j-1} < t \le t_j$.

Коэффициенты уравнения (16) можно определить следующим образом:

$$c_{ij} = c \left(T_{ij} \left(x_i - \frac{\Delta x_i}{2}, t_{j-1} \right) \right); \ \lambda_{ij} = \lambda \left(T_{ij} \left(x_i - \frac{\Delta x_i}{2}, t_{j-1} \right) \right);$$
$$\rho_{ij} = \rho \left(T_{ij} \left(x_i - \frac{\Delta x_i}{2}, t_{j-1} \right) \right); \ W_{ij}(x,t) = W \left(x, t, T_{ij} \left(x_i - \frac{\Delta x_i}{2}, t_{j-1} \right) \right),$$

где $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$.

Функции, которые входят в граничные условия (19) и (20), определяются как:

$$f_{1,j}(t) = f_1(t, T_{1j}(0, t_{j-1})), \ f_{2,j}(t) = f_2(t, T_{Nj}(R, t_{j-1}));$$

$$\eta_{1,j}(t) = \eta_1(t, T_{1j}(0, t_{j-1})), \ \eta_{2,j}(t) = \eta_2(t, T_{Nj}(R, t_{j-1})).$$

Таким образом, на каждом промежутке по времени $t_{j-1} \le t \le t_j$ получаем линейную задачу теплопроводности для многослойной пластины, причем эти задачи необходимо решать последовательно от 1-го до *N*-го промежутка. Аналитические решения таких задач могут быть получены операционным методом, что показано в работах [9, 10, 12].

Для удобства решения задачи (16) – (24) операционным методом в каждом прямоугольнике $[x_{i-1}, x_i] \times [t_{j-1}, t_j]$ введем локальную систему координат и безразмерные переменные:

$$z_{i} = \frac{x - x_{i-1}}{\Delta x_{i}}, \ 0 \le z_{i} \le 1;$$
(25)

$$Fo_{ij} = \frac{\left(t - t_{j-1}\right) \cdot a_{ij}}{\Delta x_i^2}, \ 0 \le Fo_{ij} \le \Delta Fo_{ij};$$

$$(26)$$

$$\Theta_{ij}(z_i, Fo_{ij}) = \frac{T_{ij}(x, t)}{T_h},$$
(27)

где z_i – безразмерная пространственная координата; Fo_{ij} – безразмерное время; $\Theta_{ij}(z_i, Fo_{ij})$ – безразмерная температура; T_h – некоторая, характерная для исследуемого процесса, температура; $\Delta Fo_{ij} = \frac{\Delta t_j \cdot a_{ij}}{\Delta x_i^2}$ – конечное безразмерное время; $\Delta t_j = t_{j-1} - t_j$; $a_{ij} = \frac{\lambda_{ij}}{c_{ij}\rho_{ij}}$ – коэффициент температуропроводности.

Тогда задача (16) – (24) примет вид:

$$Fo_{r,ij} \frac{\partial^2 \Theta_{ij} (z_i, Fo_{ij})}{\partial Fo_{ij}^2} + \frac{\partial \Theta_{ij} (z_i, Fo_{ij})}{\partial Fo_{ij}} = \frac{\partial^2 \Theta_{ij} (z_i, Fo_{ij})}{\partial z_i^2} + Os_{ij} (z_i, Fo_{ij}) + Fo_{r,ij} \frac{\partial Os_{ij} (z_i, Fo_{ij})}{\partial Fo_{ij}}, \ 0 < z_i < 1, \ 0 < Fo_{ij} < \Delta Fo_{ij}, \ i = \overline{1, N}, \ j = \overline{1, M}; (28)$$

$$\Theta_{i1}(z_i,0) = \Theta_{1,i}(z_i); \tag{29}$$

$$\frac{\partial \Theta_{i1}(z_i, Fo_{i1})}{\partial Fo_{i1}}\Big|_{Fo_{i1}=0} = \vartheta_{2,i}(z_i), \ 0 \le z_i \le 1;$$

$$(30)$$

$$-k_{11}\frac{\partial\Theta_{1j}(z_1,Fo_{1j})}{\partial z_1}\bigg|_{z_1=0} = \left[\Phi_{1,j}(Fo_{1j}) - Bi_{1,j}(Fo_{1j})\Theta_{1,j}(z_1,Fo_{1j})\right]_{z_1=0} + \frac{1}{2}\left[\Phi_{1,j}(Fo_{1j}) - Bi_{1,j}(Fo_{1j})\Theta_{1,j}(z_{1j}) - Bi_{1,j}(Fo_{1j})\Theta_{1,j}(z_{1j}) - Bi_{1,j}(z_{1j})\Theta_{1,j}(z_{1j}) - Bi_{1,j}(z_{1j})\Theta_{1,j}(z$$

$$+Fo_{r,1j}k_{12}\frac{\partial}{\partial Fo_{1j}} \Big[\Phi_{1,j} \Big(Fo_{1j}\Big) - Bi_{1,j} \Big(Fo_{1j}\Big) \Theta_{1j} \Big(z_1, Fo_{1j}\Big) \Big]_{z_1=0}, \quad (31)$$

$$0 < Fo_{1j} \le \Delta Fo_{1j};$$

$$-k_{21}\frac{\partial \Theta_{Nj}(z_{N},Fo_{Nj})}{\partial z_{N}}\Big|_{z_{N}=1} = \left[\Phi_{2,j}(Fo_{Nj}) - Bi_{2,j}(Fo_{Nj})\Theta_{Nj}(z_{N},Fo_{Nj})\right]_{z_{N}=1} + Fo_{r,Nj}k_{22}\frac{\partial}{\partial Fo_{Nj}}\left[\Phi_{2,j}(Fo_{Nj}) - Bi_{2,j}(Fo_{Nj})\Theta_{Nj}(z_{N},Fo_{Nj})\right]_{z_{N}=1},(32)$$
$$0 < Fo_{Nj} \leq \Delta Fo_{Nj};$$

$$\Theta_{i,j+1}(z_i,0) = \Theta_{ij}(z_i,\Delta Fo_{ij}), \tag{33}$$

$$\frac{\partial \Theta_{i,j+1}(z_i, Fo_{i,j+1})}{\partial Fo_{i,j+1}}\Big|_{Fo_{i,j+1}=0} = \xi_{ij} \cdot \frac{\partial \Theta_{ij}(z_i, Fo_{ij})}{\partial Fo_{ij}}\Big|_{Fo_{ij}=\Delta Fo_{ij}}, \quad (34)$$

$$0 \le z_i \le 1;$$

$$\Theta_{i+1,j} (0, Fo_{i+1,j}) = \Theta_{ij} (1, Fo_{ij}),$$

$$\partial \Theta_{i+1,j} (z_{i+1}, Fo_{i+1,j}) = \partial \Theta_{ij} (z_i, Fo_{ij}),$$
(35)

$$\frac{\partial \Theta_{i+1,j}(z_{i+1}, Fo_{i+1,j})}{\partial z_{i+1}} \bigg|_{z_{i+1}=0} = \beta_{ij} \frac{\partial \Theta_{ij}(z_i, Fo_{ij})}{\partial z_i} \bigg|_{z_i=1},$$
(36)
$$0 < Fo_{ii} \le \Delta Fo_{ii}, \ 0 < Fo_{i+1,i} \le \Delta Fo_{i+1,i},$$

где
$$Fo_{r,ij} = \frac{\tau_r \cdot a_{ij}}{\Delta x_i^2}$$
, $Os_{ij}(z_i, Fo_{ij}) = \frac{W_{ij}(x,t) \cdot \Delta x_i^2}{T_h \cdot \lambda_{ij}}$, $\vartheta_1(z_i) = \frac{\chi_{1,i}(x)}{T_h}$,
 $\vartheta_2(z_i) = \frac{\chi_{2,i}(x) \cdot \Delta x_i^2}{T_h \cdot a_{ij}}$, $\Phi_{1,j}(Fo_{1j}) = \frac{f_{1,j}(t) \cdot \Delta x_1}{T_h \cdot \lambda_{1j}}$,
 $\Phi_{2,j}(Fo_{Nj}) = \frac{f_{2,j}(t) \cdot \Delta x_N}{T_h \cdot \lambda_{Nj}}$, $Bi_{1,j}(Fo_{1j}) = \frac{\eta_{1,j}(t) \cdot \Delta x_1}{\lambda_{1j}}$,
 $Bi_{2,j}(Fo_{Nj}) = \frac{\eta_{2,j}(t) \cdot \Delta x_N}{\lambda_{Nj}}$, $Fo_{ij} = \sigma_{ikj} \cdot Fo_{kj}$, $\sigma_{ikj} = \frac{a_{ij} \cdot \Delta x_k^2}{a_{kj} \cdot \Delta x_i^2}$,
 $\beta_{ij} = \frac{\Delta x_{i+1}^2 \cdot \lambda_{i,j}}{\Delta x_i^2 \cdot \lambda_{i+1,j}}$, $\xi_{ij} = \frac{a_{i,j+1}}{a_{ij}}$.

Решая задачу (28) – (36) при каждом фиксированном j от 1 до М операционным методом в каждого из прямоугольников $[x_{i-1}, x_i] \times [t_{j-1}, t_j]$ температурное поле получим в виде [9, 10, 12]:

$$\Theta_{ij}(z_{i}, Fo_{ij}) = \sum_{r=1}^{2N} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{n,i} \left[\mu_{n,r,ij}(z_{i}, Fo_{r,ij}), \varphi_{n,ij} \right] \cdot g_{r,j}^{(n)}(Fo_{ij}, Fo_{r,ij}) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{g_{r,i}(P_{k})}{\Psi_{N}^{'}(\varphi_{n,i}, P_{k})} Q_{i} \left[\mu_{n,r,ij}(z_{i}, Fo_{r,ij}), P_{k} \right] \exp\left(-\gamma_{k}^{2} \cdot Fo_{ij}\right) \right\} + Z_{ij}^{*}(z_{i}, Fo_{ij}, Fo_{r,ij}), \qquad (37)$$

где $Q_{ij} \left[\mu_{n,r,ij} \left(z_i, Fo_{r,ij} \right), P_k \right] = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_{n,r,ij} \left(z_i, Fo_{r,ij} \right) \cdot P_k^n;$

$$\begin{split} \Omega_{n,ij} \Big[\mu_{n,r,ij} \big(z_i, Fo_{r,ij} \big), \varphi_{n,ij} \Big] &= \frac{\mu_{n,r,ij} \big(z_i, Fo_{r,ij} \big)}{\varphi_{0,ij}} - \\ &- \sum_{l=1}^{n} \Omega_{n-l,ij} \Big[\mu_{n-l,r,ij} \big(z_i, Fo_{r,ij} \big), \varphi_{n-l,ij} \Big] \frac{\varphi_{l,ij}}{\varphi_{0,ij}}; \Psi_{ij} \big(\varphi_{n,ij}, P_k \big) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_{n,ij} P_k^n; \\ P_k &= \gamma_k^2 \cdot \frac{a_0}{R_0^2}, \qquad \gamma_k - \text{ корни трансцендентного уравнения} \\ \Psi_{ij} \big(\varphi_{n,ij}, \gamma_k \big) = 0; \quad Z_{ij}^* \big(z_i, Fo_{ij}, Fo_{r,ij} \big) - \text{частное решение неоднородного уравнения} (28). \end{split}$$

Расчет температурных полей при лазерной обработке материалов

Алгоритм, разработанный на основе сочетания метода пространственно-временных квадрантов и операционного метода, был применен для решения задач (6) – (10) и (11) – (15).

В качестве обрабатываемого лазерным излучением материала был взят вольфрам. Его теплофизические и оптические характеристики задавались следующим образом [2]:

$$\begin{split} \lambda(T) &= 196, 4 - 0, 135 \cdot T + 4, 63 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 3, 26 \cdot 10^{-10} \cdot T^3, \ \mathrm{Bt/(M\ K)}; \\ c(T) &= 130 + 1, 36 \cdot 10^{-2} \cdot T + 4, 04 \cdot 10^{-6} \cdot T^2, \ \mathrm{Дж/(Kr\ K)}; \\ \rho(T) &= 1, 93 \cdot 10^4 - 3, 3 \cdot 10^{-2} \cdot T, \ \mathrm{Kr/M^3}; \\ A(T) &= 2, 4 \cdot 10^{-2} + 1, 03 \cdot 10^{-4} \cdot T; \\ \tau_r &= 5 \cdot 10^{-10} \ \mathrm{c}, \ \alpha &= 10^7 \ 1/\mathrm{M}. \end{split}$$

Начальная температура материала T_0 принималась равной 300 К, а плотность потока энергии лазерного излучения определялась функцией времени $q_0(t) = q_{max} \sin \frac{\pi t}{t_{\kappa}}$.

Результаты расчета температур для задачи (6) – (10) приведены на рис. 1 и рис. 2. Они получены при $q_{\text{max}} = 10^{13} \text{ Bt/m}^2$ и $t_{\kappa} = 2$ нс.

Результаты расчета температур для задачи (11) – (15) представлены на рис. 3 и рис. 4. Они получены при $q_{\text{max}} = 4,3 \cdot 10^{10} \text{ Bt/m}^2$ и $t_{\text{k}} = 50$ мкс.



Рис. 1. Распределение температуры в пластине: 1 – при t = 1 нс; 2 – при t = 1,6 нс; 3 – при t = 2 нс



Рис. 2. Изменение температуры во времени: 1 – при x = 0; 2 – при x = 0,15 мкм; 3 – при x = 0,3 мкм



Рис. 4. Изменение температуры во времени: 1 – при x = 0; 2 – при x = 0,025 мм; 3 – при x = 0,05 мм

На рис. 1 – 4 сплошные линии соответствуют решениям нелинейных задач, а штриховые линии – решениям линейных задач. Решения линейных задач получены при среднеинтегральных значениях теплофизических и оптических характеристик в диапазоне температур от 300 К до температуры плавления $T_{nn} = 3659$ К:

 $\overline{\lambda} = 160,9$ Вт/(м К); $\overline{c\rho} = 3,4 \cdot 10^6$ Дж/(м³ К); $\overline{A} = 0,23$.

Как видно из рис. 1 – 4, температурные поля, соответствующие нелинейным и линейным задачам, существенно отличаются между собой, поэтому учет зависимости теплофизических характеристик и поглощательной способности от температуры необходим при моделировании тепловых процессов в материалах, обрабатываемых концентрированными потоками энергии.

Выводы

Построенная математическая модель тепловых процессов при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы, на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности, рассмотренные математические модели нагрева материалов лазерным излучением, и предложенный алгоритм решения нелинейных задач, сочетающий метод пространственно-временных квадрантов и операционный метод, могут быть использованы для исследования тепловых процессов и выбора оптимальных режимов обработки материалов концентрированными потоками энергии.

Список литературы

1. Черненко В. С. Променеві методи обробки: Навчальний посібник / В. С. Черненко, М. В. Кіндрачук, О. І. Дудка. – К. : Кондор, 2008. – 166 с.

2. Рыкалин Н. Н. Лазерная обработка материалов / Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, А. Н. Кокора. – М. : Машиностроение, 1975. – 296 с.

3. Kundian Illayathambi. An efficient numarical procedure for solving a microscall heat transport equation during femtosecond laser heating of nanoscale metal films / Illayathambi Kundian, J. M. McDonough, Rawi Rajan Kumar // Proceedings of IPACK 2005. – San Francisco, California, USA. – 2005, 17–22 july. – P. 1–9.

4. Chen T. M. Numerical solution of hyperbolic heat conduction problems in the cylindrical coordinate system by the hybrid Green's function method / *T. M. Chen* // International journal of heat and mass transfer. -2010. - Vol. 53; No 7–8. -P. 1319-1325. (26).

5. Vabishchevich P. N. Splitting schemes for hyperbolic heat conduction equation / P. N. Vabishchevich // arXiv:1010.2412 (October 2010). – 2010. – PP. 2–20.

6. Кудинов В. А. Об одном методе получения точечного аналитического решения гиперболического уравнения теплопроводности на основе использования ортогональных методов / В. А. Кудинов, И. В. Кудинов // Вестн. Сам. гос. тех. ун-та. Сер.Физ.-мат. науки. – Самара, 2010. – № 5 (21). – С. 159–169.

7. Самарский А. А. Вычислительная теплопередача / А. А. Самарский, П. Н. Вабищевич. – М. : Эдиториал, 2003. – 784 с.

8. Кудинов В. А. Аналитические решения задач тепломассопереноса и термоупругости для многослойных конструкций / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов, В. В. Калашников. – М. : Высш. шк., 2005. – 430 с.

9. Мала Ю. А. Математичне моделювання теплових процесів поверхневого зміцнення двошарових елементів конструкцій / Ю. А. Мала // Системні технології. – Т. 2(67). – Дніпрпетровськ, 2010. – С. 60–66.

10. Мала Ю. А. Поверхневе зміцнення металів висококонцентрованими потоками енергії / Ю. А. Мала // Збірник наукових праць (галузеве машинобудування, будівництво). – Вип. 3(25), Т. 2. – ПолтН-ТУ, 2009. – С. 131–136.

11. Клим В. Ю. Математическая модель диссипативного разогрева стержней при циклическом деформировании / В. Ю. Клим // Системні технології. Регіональний міжвузівський зб. наук. праць. – Д., 2010. – Вип. 2(67). – С. 100–109.

12. Веселовський В. Б. Математичне моделювання теплопровідності для складених тіл з урахуванням узагальненного закону Фур'є / В. Б. Веселовський, Ю. А. Мала, А. В. Сясєв // Вестник Херсонского национального технического университета. – Херсон, 2009. – С. 141–146.

Рукопись поступила 15.05.2011 г.

УДК 66.045

Губинский В.И. – д.т.н., проф., Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) *Воробьёва Л.А.* – к.т.н., с.н.с., НМетАУ

УТОЧНЕНИЕ КРИТЕРИАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛООТДАЧИ В ТРУБЧАТОМ МИНИРЕГЕНЕРАТОРЕ

По результатам экспериментального исследования теплообмена в трубчатом минирегенераторе уточнена критериальная зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях смешанной конвекции при ламинарном движении газов. Установлено, что граничные условия теплообмена в трубчатом минирегенераторе не соответствуют постоянной плотности теплового потока и постоянной температуре трубы, для которых теоретически определены значения чисел Нуссельта (4,36 и 3,66).

Ключевые слова: регенератор; трубная насадка; теплообмен; коэффициент теплоотдачи; конвекция.

Введение

Одним из основных направлений эффективного использования топлива в промышленных печах является утилизация теплоты уходящих дымовых газов на выходе из рабочего пространства печей путем нагрева воздуха, используемого для сжигания топлива, в малогабаритных теплообменниках (минирегенераторах), встраиваемых в регенеративные горелки [1].

Нами предложена новая разновидность регенераторов с насадкой из пучка вертикально расположенных труб коррозионностойкой стали [2, 3], предназначенных для подогрева воздуха до температуры не более 1100 °С в промышленных термических печах.

Проведено экспериментальное исследование теплообмена в трубчатом регенераторе при периодически повторяющихся процессах нагрева насадки продуктами горения природного газа и охлаждения воздухом. Описание экспериментальной установки, методика и результаты измерений приведены в ранее опубликованной статье [4]. Продолжительность повторяющихся друг за другом периодов нагрева и охлаждения насадки составляла 60 секунд. Движение охлаждаемого и нагреваемого теплоносителей характеризовалось областью чисел Рейнольдса от 1280 до 1800. При этом средняя скорость движения дыма составила $W_{d0} = 4,43$ м/с при н.у., воздуха – $W_{b0} = 3,57$ м/с при н.у. При плотной упаковке труб в пучке расход газов в межтруб-

[©] Губинский В.И., Воробьёва Л.А., 2011

ном пространстве составил 0,5 % от суммарного расхода. В связи с этим влияние наружного охлаждения (нагрева) труб пренебрежимо мало. Процесс теплоотдачи проходил при развивающемся ламинарном движении газов ($\ell/d = 700/11 = 63,6$, где ℓ – длина трубы, мм; d – внутренний диаметр трубы, мм) внутри прямой трубы круглого сечения и при совместном действии вынужденной и свободной конвекции [5]. При этом направления вынужденного и свободного движения при охлаждении дыма и при нагреве воздуха совпадали.

Постановка задачи

По результатам экспериментального исследования была проверена применимость к расчету теплообмена в трубчатом минирегенераторе имеющихся в литературе эмпирических выражений для расчета средних по длине трубы чисел Нуссельта $N\bar{u}_{\Gamma}$ при ламинарном режиме движения газа (индекс «г» означает газообразный теплоноситель: дым или воздух). Наиболее близкие к экспериментальным расчетные значения $N\bar{u}_{\Gamma}$ при совпадении направлений вынужденной и свободной конвекции обеспечила формула:

$$N\overline{u}_{\Gamma} = Nu_{o} \cdot Ra_{\Gamma}^{n} \cdot \overline{\varepsilon}_{\ell}, \qquad (1)$$

где Nu_o = 4,36 – теоретически определенное число Нуссельта для вынужденной конвекции при стабилизированном ламинарном течении газов в трубе, при постоянных физических свойствах теплоносителя и постоянной плотности теплового потока по длине трубы [6]; Ra_г – число Рэлея; n = 0,1; $\overline{\epsilon}_{\ell}$ – поправочный множитель, учитывающий интенсивность теплоотдачи на начальном участке трубы и зависящий от отношения длины трубы к диаметру [5].

В основу формулы (1) положена известная эмпирическая зависимость, предложенная М. А. Михеевым [7], в которой нами были изменены числовые значения Nu_o и $\overline{\epsilon}_{\ell}$ с учетом более поздних исследований. Справедливость формулы (1) проверена в области значений Ra_г < 3·10³.

Задача данной работы состоит в дополнительном уточнении критериальной зависимости (1) по результатам проведенных экспериментальных исследований.

Решение поставленной задачи

В зависимости (1) уточнению подлежат величина Nu_o и показатель степени при числе Ra_г, характеризующий влияние на теплоотдачу свободной конвекции. В ходе исследований были получены температурные и тепловые диаграммы работы минирегенератора в установившемся состоянии, показывающие изменение температуры стенки исследуемой трубы и теплоносителей внутри трубы вверху, посередине и внизу насадки (на уровне 0,65 м, 0,35 м и 0,05 м от нижнего конца трубы) и изменение плотности теплового потока по длине трубы. На рис.1 и 2 представлены диаграммы, полученные в одной из серий опытов.





 4 – средняя за период температура дыма и воздуха внутри трубы соответственно; 2, 3 – температура стенки трубы в конце дымового и воздушного периодов соответственно



Рис. 2. Изменение плотности теплового потока по длине трубы

Как следует из рис. 1 и 2, граничные условия теплообмена в трубчатом минирегенераторе не соответствуют постоянной плотности теплового потока и постоянной температуре трубы, для которых теоретически определены значения Nu₀ (4,36 и 3,66).

Числа $N\overline{u}_{\Gamma}$ и Ra_{Γ} определили по температурам теплоносителей и стенки трубы.

Экспериментальные значения средних по длине трубы чисел Нуссельта вычислили по следующей формуле:

$$N\overline{u}_{\Gamma} = \frac{\overline{\alpha}_{\Gamma} \cdot d}{\overline{\lambda}_{\Gamma}} = \frac{m_{Tp} \cdot (i_{CT}' - i_{CT}') \cdot 10^{3} \cdot d}{F_{BH} \cdot \tau \cdot \Delta t_{\Gamma-CT} \cdot \overline{\lambda}_{\Gamma}}$$

где $\overline{\alpha}_{\Gamma}$ – средний по длине трубы коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·K); $\overline{\lambda}_{\Gamma} = \frac{\overline{\lambda}_{\Gamma}(\overline{t}'_{\Gamma}) + \overline{\lambda}_{\Gamma}(\overline{t}''_{\Gamma})}{2}$ – среднее значение коэффициента теплопроводности газообразного теплоносителя, Вт/(м·K); \overline{t}'_{Γ} , \overline{t}''_{Γ} – средние за период температуры теплоносителя на входе и выходе из трубы соответственно, °C; m_{TP} – масса исследуемой трубы, кг; $i'_{CT} = \overline{c}'_{CT} \cdot \overline{t}'_{CT}$ и $i''_{CT} = \overline{c}'_{TT} \cdot \overline{t}''_{TT}$ – энтальпия стенки трубы в конце периода охлаждения и в конце периода нагрева соответственно, кДж/кг; \overline{t}'_{CT} , \overline{t}''_{TT} – средние температуры стенки трубы в конце периодов охлаждения и нагрева соответственно, °C; \overline{c}'_{CT} , \overline{c}''_{TT} – средние температуры стенки трубы в конце периодов охлаждения и нагрева соответственно, °C; \overline{c}'_{CT} , \overline{c}''_{TT} – средние температуры стенки трубы в конце периодов охлаждения и нагрева соответственно, °C; \overline{c}'_{CT} , \overline{c}''_{TT} – средние температуры стенки трубы в конце периодов охлаждения и нагрева соответственно, °C; \overline{c}'_{CT} , \overline{c}''_{TT} – средние температуры стенки трубы в конце периодов охлаждения и нагрева соответственно, °C; \overline{c}'_{CT} , \overline{c}''_{TT} – средние температур от 0 °C до \overline{t}'_{CT} , \overline{t}''_{TT} соответственно, кДж/(кг·K); F_{BH} – площадь внутренней боковой поверхности трубы, м²; $\tau = 60$ с – длительность дымового или воздушного периодов; $\Delta t_{\Gamma-cT} = \pm \left(\frac{\overline{t}'_{\Gamma} + \overline{t}''_{T}}{2} - \frac{\overline{t}'_{CT} + \overline{t}''_{TT}}{2} \right)$ – среднеарифметическая разность температур между газом и стенкой, °C.

Число Рэлея рассчитывали как

$$\operatorname{Ra}_{\Gamma} = \operatorname{Gr}_{\Gamma} \cdot \operatorname{Pr}_{\Gamma}$$

где $Gr_{\Gamma} = \frac{g \cdot d^3 \cdot \Delta t_{\Gamma-CT}}{273 \cdot \overline{v}_{\Gamma}^2} -$ число Грасгофа; $\overline{v}_{\Gamma} = \frac{v_{\Gamma}(\overline{t}_{\Gamma}') + v_{\Gamma}(\overline{t}_{\Gamma}'')}{2} -$ сред-

нее значение вязкости газов, м $^2/c$; Pr_г =0,7 – число Прандтля для дыма и воздуха.

Числовые значения величин в опытах по определению коэффициента конвективной теплоотдачи представлены в таблице 1.

По результатам исследования построена логарифмическая зависимость $lg(N\overline{u}_{\Gamma}/\overline{\epsilon}_{\ell})$ от $lg(Ra_{\Gamma})$, представленная на рис. 3.

-	β		٦, ٩		\$61'I		1,14			
блица	${ m Ra}_{\Gamma}$		346	251	2127	1032	591	581	369	1176
Та III	Gr_{r}			358	3039	1474	844	830	527	1680
тоотдач	$N \overline{u}_{ m r}$			9,1	12,6	8,7	8,4	9,37	10,04	11,0
ивной теп.	$\overline{\mathrm{v}}_{\mathrm{r}}.\mathrm{10}^{6}$, $\mathrm{m}^{2/\mathrm{c}}$			121,6	49,1	87,5	98,2	107,2	108,3	65,05
OHBEKTI	$\overline{\lambda_{\rm r}}$, $\frac{{\rm Br}}{{\rm M}^2\cdot{\rm K}}$			0,068	0,046	0,059	0,062	0,063	0,064	0,051
иента к	$\frac{\overline{\alpha}_{\Gamma}}{B_{T}}, \\ \frac{B_{T}}{M^{2}\cdot K}$			56,1	52,7	46,8	47,6	53,6	58,6	51,0
коэффиц	$\mathrm{F}_{\mathrm{BH}}^{\mathrm{H}}$			0,01037		0.01037	1 5010,0		0,02074	
делению	m _{.rp} , Kr			0,2495 0,2495		0,2490	0,499			
х по опре	∆t _{r−cr} , °C			111	153	236	170	200	130	149
3 OIIbITa	$\overline{c}_{\mathrm{cr}}^{"}, \\ \frac{\overline{k} Z \partial \mathfrak{K}}{\mathrm{kr} \cdot \mathrm{K}}$			0,557	0,542	0,451	0,542	0,543	0 570	C+C,0
і ниниц	$\overline{c}'_{\rm cr}, \\ rac{\overline{c}'_{\rm cr}}{rac{K}{K\Gamma \cdot K}}$			0,555	0,539	0,607	0,539	0,539	0 517	1+0.0
ения ве	C et j			653	475,5	355	475,5	488,5	5613	C,+OC
ые знач	t ⁷ , °C °C			624,5	437,5	306	437,5	441,5	531	100
ислов	C o t			699	378	474	544	474	554	570
h				800	228	659	669	855	800	228
	едуе- уча- ок бы ней мки, м	конец		350		029	000		650	
	Иссл. мый ст. ст. тру (отсч ниж кром мл	опбран		50		350	000		50	

Значения \overline{c}'_{c_T} и \overline{c}'_{c_T} приняты по данным справочника [8].



Рис. 3. Графическое представление опытных данных в координатах $lg(N\overline{u}_{e}/\overline{\varepsilon}_{\ell})=f(lgRa_{e})$

Экспериментальные данные в логарифмических координатах укладываются на прямую

$$lg\left(\frac{N\overline{u}_{\Gamma}}{\overline{\varepsilon}_{\ell}}\right) = lg(0,6092) + 0,104 \cdot lg(Ra_{\Gamma})$$

или

$$\frac{\mathrm{N}\overline{\mathrm{u}}_{\Gamma}}{\overline{\mathrm{e}}_{\ell}} = 4,07 \cdot \mathrm{Ra}_{\Gamma}^{0,104}.$$

Уточненные значения величин составили $Nu_0 = 4,07$; n = 0,104. Округление показателя степени "n" при числе Ra_r до десятых приводит к относительной погрешности, равной 3 %.

Полученное значение Nu_o близко к среднеарифметическому между теоретически установленными значениями числа Нуссельта для изотермической поверхности трубы (Nu₀=3,66) и постоянной плотности теплового потока (Nu₀=4,36). Характерно, что в работе [9] рекомендуется принимать значение Nu_o \approx 4,0, при этом не уточняется характер граничных условий.

Анализ полученных результатов

Выполним сравнение экспериментальных значений чисел $N\overline{u}_{\Gamma}$ с расчетными.

В таблице 2 представлено отклонение экспериментальных значений чисел Нуссельта от расчетных. Расчетные значения $N\overline{u}_{\Gamma}$ определены при различных значениях Nu_0 и "n".

Таблица 2

No	Эксперимен-	Расчетное значение Nur				
л/п	тальное значение Nū _г	$N\overline{u}_{\Gamma}=4,36\cdot Ra_{\Gamma}^{0,1}\cdot\overline{\epsilon}_{\ell}$	$N\overline{u}_{\Gamma}=4,07\cdot Ra_{\Gamma}^{0,104}\cdot\overline{\epsilon}_{\ell}$	$N\overline{u}_{\Gamma} = 4 \cdot Ra_{\Gamma}^{0,104} \cdot \overline{\epsilon}_{\ell}$		
1	10,9	10,95	10,47	10,29		
2	9,1	10,61	10,12	9,95		
3	12,6	13,13	12,64	12,42		
4	8,7	10,43	10,01	9,84		
5	8,4	9,86	9,44	9,28		
6	9,37	9,39	8,99	8,84		
7	10,04	8,98	8,58	8,43		
8	11,0	10,1	9,68	9,51		
Диап	азон ошибок, %	1÷20	1÷15	2÷16		

Экспериментальные и расчетные значения чисел Nur

Таким образом, наименьший диапазон ошибок при расчете чисел $N\overline{u}_{\Gamma}$ показала критериальная зависимость с уточненным значением величин $Nu_{0} = 4,07$ и n = 0,104.

Вывод

Граничные условия теплообмена в трубчатом минирегенераторе не соответствуют постоянной плотности теплового потока и постоянной температуре трубы, для которых теоретически определены значения Nu_0 (4,36 и 3,66). В связи с этим по результатам экспериментального исследования теплообмена уточнены значения величин $Nu_0 = 4,07$ и n=0,104 в критериальной зависимости (1) для расчета теплоотдачи при ламинарном режиме движения теплоносителей в вертикальных трубах и при совпадении направлений вынужденной и свободной конвекции.

Список литературы

1. Губинский В. И. Нагревательные печи металлургии – сегодня и завтра // Теория и практика металлургии. – 2004. – № 6. - С. 56-60.

2. Патент на корисну модель № 20797, МПК(2007) F28D 19/00, F28F 1/00. Насадка регенеративного теплообмінника; Губинсь-

кий В. Й., Затопляєв Г. М., Воробйова Л. О. Номер заявки: и 2006 08704; Заявл. 03. 08. 2006. Опубл. 15.02.2007. Бюл. № 2.

3. Патент на винахід № 92293, МПК(2009) F28D 19/00, F28F 1/00. Трубна насадка регенеративного теплообмінника; Губинський В. Й., Губинський М. В., Воробйова Л. О., Єрьомін О. О., Сибір А.В. Номер заявки: а 2009 12349; Заявл. 30. 11. 2009. Опубл. 11.10.2010. Бюл. № 19.

4. Воробьёва Л. А. Исследование теплообмена и гидравлического сопротивления в металлическом трубчатом регенераторе / Л. А. Воробьёва, Г. М. Затопляев, В. И. Губинский и др. // Металлур-гическая теплотехника. – 2007. – С. 71-77.

5. Губинский В. И. Теплоотдача в трубчатом регенеративном теплообменнике при совместном действии вынужденной и свободной конвекции / В. И. Губинский, М. В. Губинский, Л. А. Воробьёва, А. О. Еремин, А.В. Сибирь // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. – 2009. – С.77-87.

6. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – М : Атомиздат, 1979. – 416 с.

7. Михеев М.А. Основы теплопередачи / Михеев М. А. // М. : Госэнергоиздат, 1956. – 392 с.

8. Справочник конструктора печей прокатного производства / Под ред. В.М. Тымчака // М. : Металлургия, т. 1, 1970. – 992 с.

9. Михеев М. А. Основы теплопередачи / М. А. Михеев, И. М. Михеева // М. : Энергия, 1977. – 344 с.

Рукопись поступила 01.04.2011 г.

УДК 536:666.291.5

Губинский М.В. – д.т.н., проф., Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) Затопляев Г.М. – старший преподаватель, НМетАУ Радченко Р.Ю. – магистрант, НМетАУ

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КЕРАМИЧЕСКОГО ЖИДКОГО ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННОГО ПОКРЫТИЯ

Разработана методика определения теплофизических свойств жидкого керамического теплоизоляционного покрытия. В отличие от известных методик данная методика учитывает особенности исследуемого покрытия – сложность измерения температуры поверхности, что исключает влияние свободной конвекции. С ее помощью определены теплофизические свойства керамического жидкого теплоизоляционного покрытия – степень черноты и действительный коэффициент теплопроводности.

Ключевые слова: теплофизические свойства; жидкие керамические теплоизоляционные покрытия; степень черноты; действительный коэффициент теплопроводности.

Введение

В настоящее время одно из приоритетных направлений развития современного общества связано с бережным и рациональным использованием энергии. Стремление снизить потребление энергии характерно как для производственных, так и непроизводственных сфер. Это в полной мере относится и к экономии тепловой энергии при ее использовании на отопление зданий.

Одним из путей снижения энергозатрат является уменьшение тепловых потерь. Для этого применяются различные теплоизоляционные материалы. Например, широко известны минеральная вата, перлит, пенопласт, пеностекло, ячеистый бетон и другие [1]. Выбор наиболее подходящего материала для каждого конкретного случая осуществляется в зависимости от его эксплуатационных и теплофизических свойств, а также исходя из экономической целесообразности.

В последние несколько лет на рынке Украины появились новые материалы – жидкие теплоизоляционные покрытия («Корунд», «Астратек», «Актерм», «Альфатек», «Re-Therm», «Temp-Coat», «TC-Ceramic», «Mascoat», «Moutrical», «TSM-Ceramic» и другие [2]). Теп-

[©] Губинский М.В., Затопляев Г.М., Радченко Р.Ю., 2011

лоизоляционные покрытия основаны на использовании керамических или стеклянных микросфер, определяющих его свойства. В зависимости от типа поверхности и среды использования могут применяться различные связующие: на водной основе, клеевой основе или другие.

Производители предлагают использовать эти покрытия в промышленности и энергетике для теплоизоляции и защиты от коррозии технологических трубопроводов, газопроводов, нефтепроводов, паропроводов, включая запорную арматуру; емкостей для хранения и перевозки нефтепродуктов, химикатов, пищевых продуктов; воздуховодов систем вентиляции и кондиционирования; промышленного оборудования и резервуаров с температурой эксплуатации от -60 до 200 °C. В ряде случаев нанесение изоляции не требует остановки производственного цикла. Другой перспективной областью применения является тепловая защита и изоляция стен, внутренних перегородок, потолков, кровель, мансард жилых, общественных, промышленных зданий как нового строительства, так и реконструируемых. При этом анонсируются уникальные теплоизоляционные свойства. Как правило, в технических характеристиках приводится значение расчетной или эффективной теплопроводности материала покрытия равной $\lambda_{3b} = 0,001 - 0,005$ Вт/(мК) [3]. На основании этого делается вывод о возможности замены 50 см традиционной теплоизоляции на жидкое покрытие толщиной до 1 мм. Некоторые производители указывают на изменение излучательной способности покрытия и снижение степени черноты до значения 0,3.

Практическое использование покрытия свидетельствует о наличие положительного эффекта, но не позволяет четко оценить анонсируемый и реальный эффекты. Это во многом определяется тем, что результат энергосбережения носит интегральный характер, на величину которого оказывает влияние большое количество объективных и субъективных факторов.

Кроме этого, существует проблема определения температуры поверхности покрытия. Известные методы предполагают определение температуры поверхности покрытия с помощью термопар или пирометров. Первый метод не даёт точных результатов, ввиду того, что размеры датчиков температуры соизмеримы с толщиной слоя покрытия. Оптический пирометр может использоваться для измерения температуры поверхности, только если достоверно известна степень черноты излучающей поверхности.

Имеющиеся попытки определения теплофизических свойств покрытий, приведенные на сайтах производителей [4, 5], направлены в основном на определение эффективной теплопроводности, а не на определение реальных теплофизических свойств материала покрытия. Что затрудняет их эффективное применение. Таким образом, в настоящее время существует задача определения реальных теплофизических свойств жидких теплоизоляционных покрытий, которые позволят реально оценить их эффективность в каждом конкретном случае и определить сегмент, где их использование дает наибольший эффект как в экономии энергии, так и финансовых затрат. Именно это и явилось целью настоящей статьи.

Постановка задачи

Целью исследований явилась разработка методики определения излучательной способности и действительного коэффициента теплопроводности жидкого теплоизоляционного покрытия. Диапазон предполагаемого температурного интервала для исследований был выбран равным температурному диапазону использования теплоизоляционных покрытий от 20 до 200 °C.

При выборе метода исследований предпочтение было отдано методу стационарного теплового состояния. При этом в выбранном температурном интервале значительное влияние на температурное состояние покрытия оказывает конвективная составляющая теплового потока, которая требует ее учета при проведении исследований. В связи с этим с целью исключения этого эффекта было предложено проведение исследований в условиях вакуума.

Для этого использована камера универсального вакуумного поста ВУП-2К, обеспечивающего предварительный вакуум 10мм.рт.ст. Для провеисследований дения было изготовлено специальное приспособзакрепленное ление. крышке камеры на Общий сушки. вид приспособления приведен на рисунке 1.

Приспособление состоит из измерительной ячейки, двух клемных колодок и вакуумного разъема для подвода электрической мощности к



Рис. 1. Общий вид приспособления на крышке камеры сушки

основному и охранному нагревателям, а также вывода показаний термоэлектрических термометров типа ХА. В качестве вторичного прибора использовался программно-аппаратный комплекс на основе персонального компьютера на базе процессора Intel Celeron 733, промышленного интерфейса USB и двух модулей IDAM 7018.

Измерительная ячейка (рис. 2, 3) включала расположенный в центре медный электрический нагреватель и два текстолитовых образца Ø 38,5 мм. Текстолитовые образцы толщиной 6 мм удалены от медного нагревателя на расстояние 2 мм. Указанный зазор обеспечивается тремя иглами, что практически исключает передачу теплоты теплопроводностью от нагревателя к образцам. С одной стороны текстолитовых образцов имеется специальное углубление толщиной 2 мм, куда наносилась теплоизоляционная краска. С двух сторон текстолитовых образцов на глубине 0,5 мм вклеены термопары типа XA с диаметром электродов 0,2 мм.



Рис. 2. Общий вид измерительной ячейки

Для максимального снижения потерь лучистой энергии в вакуумную камеру от цилиндрических поверхностей текстолитовых образцов, последние окружены пятью отражающими экранами из нержавеющей фольги с низкой степенью черноты ($\varepsilon = 0,4 \div 0,5$). На поверхности внутренних экранов установлен охранный нагреватель, температура которого во время исследований поддерживается на 1,5 ÷ 2,0 °C ниже минимальной температуры текстолитовых образцов.

Схема расположения термопар и основные размеры измерительной ячейки показаны на рис. 3, из которого следует, что в процессе экспериментов фиксировались температуры по центру текстолитовых образцов на наружной (t1, t6) и внутренней (t2, t5) их поверхностях, температуры поверхности нагревателя (t3, t4).



Рис. 3. Схема размещения термопар и основные размеры измерительной ячейки

Измерения проводились до наступления стационарного теплового состояния, т.е. когда все температуры практически не изменялись во времени. Типичная температурная диаграмма приведена на рис. 4. В вакууме длительность опыта составила от 5 до 7 часов. Для получения более достоверной информации о параметрах теплоизоляционного покрытия, исследования повторялись на трех парах образцов при одних и тех же значениях мощности основного и охранного нагревателей, что обеспечило их одинаковое тепловое состояние.

Исследования проводились в два этапа. Первый этап - без нанесения теплоизоляционного покрытия на поверхность текстолитовых образцов. При этом были определены коэффициент теплопроводности и степень черноты данного материала образцов (текстолита). Второй этап – после нанесения теплоизоляционного покрытия толщиной 2 мм.

Величину теплового потока Q₁, проходящего через текстолитовые образцы, можно определить по формуле:

$$Q_1 = \frac{\lambda_{o\delta p}}{\delta_{o\delta p}} (T_2 - T_1), \qquad (1)$$

где λ_{obp} – коэффициент теплопроводности текстолита, BT/(мК); δ_{obp} – толщина текстолита, м.



Рис. 4. Типичная температурная диаграмма

Соответственно величина теплового потока через слой краски определялась по выражению:

$$Q_2 = \frac{\lambda_{\kappa p}}{\delta_{\kappa p}} \left(T_{\kappa p} - T_2 \right), \tag{2}$$

где λ_{кр} – определяемый коэффициент теплопроводности теплоизоляционного покрытия, Вт/(мК); Т_{кр} – температура поверхности покрытия, К; δ_{кр} – толщина нанесенного покрытия, м.

Тепловой поток излучением от нагревателя к покрытию равен:

$$Q_3 = \sigma_{\Pi P} \cdot \varepsilon_{\kappa p} \cdot \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\kappa p}}{100} \right)^4 \right], \tag{3}$$

где $\sigma_{\Pi P}$ – приведенный коэффициент излучения системы, Bt/(м²K⁴); $\epsilon_{\kappa p}$ – определяемая степень черноты теплоизоляционного покрытия.

Из уравнения (2) можно выразить значение температуры краски (4):

$$T_{\kappa p} = T_{\kappa p} = \frac{\lambda_{\kappa p}}{\delta_{\kappa p}} \cdot Q + T_2.$$
(4)

Таким образом, из условия равенства тепловых потоков в стационарном состоянии получаем уравнение с двумя неизвестными $\varepsilon_{\rm kp}$ и $\lambda_{\rm kp}$. Для получения второго уравнения принимаем допущение, что значения степени черноты и теплопроводности в исследуемом диапазоне температур остаются неизменными. Таким образом, проведя два опыта при разных значениях температур нагревателя, текстолита и покрытия, имеем возможность вычисления искомых теплофизических характеристик. В результате система из двух уравнений с двумя неизвестными (5) имеет вид, где температуры T_1 , T_2 и величина теплового потока Q относятся к опыту со значением температуры нагревателя T_3 , равной 129,1 °C, а температуры T_1' , $T_2' - к$ опыту со значением температуры нагревателя T_3' , равной 11,5 диапазоне температур уравнения повторяем опыт с другими значениями нагревателя. Принимаем, что в диапазоне температур нагревателя 110 - 130 °C значения теплофизических характеристик не изменяются. После чего можем составить:

$$\begin{cases} \frac{T_2 - T_1}{\lambda_{\text{тек}} / \delta_{\text{тек}}} = \sigma_{\Pi P} \cdot \varepsilon_{\kappa p} \cdot \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{\lambda_{\kappa p}}{\delta_{\kappa p}} \cdot Q + T_2}{100} \right)^4 \right]; \\ \frac{T_2' - T_1'}{\lambda_{\text{тек}} / \delta_{\text{тек}}} = \sigma_{\Pi P} \cdot \varepsilon_{\kappa p} \cdot \left[\left(\frac{T_3'}{100} \right)^4 - \left(\frac{\lambda_{\kappa p}}{\delta_{\kappa p}} \cdot Q' + T_2'}{100} \right)^4 \right], \end{cases}$$
(5)

где T_1 , T_2 , T_3 – экспериментальные значения температур в соответствии с рис. 3 и тепловой поток Q, определенный по зависимости (1), при минимальном значении температур принятого диапазона исследований; T_1' , T_2' , T_3' – экспериментальные значения температур в соответствии с рис. 3, а тепловой поток Q['], определенный по зависимости (1), при максимальном значении температур принятого диапазона исследований.

В процессе исследований температурный диапазон нагревателя составил: минимальное значение – 111,5 °C, максимальное значение – 129,1 °C.

Система решалась с использованием прикладного пакета Math Cad. Усредненные результаты измерений и расчетов приведены в таблице 1, из которой следует, что величина степени черноты покрытия составила 0,36, действительное значение коэффициента теплопроводности материала покрытия 0,12 Вт/(м·К).

Таблица 1

Значение температур в исследованном диапазоне	t ₁ , °C	t ₂ , °C	t ₃ , °C	3	λ _{кр} , Вт/(м·К)
максимальное	59,5	60,1	129,1	0.36	0.12
минимальное	51,8	52,2	111,5	0,00	0,12

Результаты исследований теплофизических характеристик теплоизоляционного покрытия

Выводы

Разработана методика определения теплофизических свойств жидкого керамического теплоизоляционного покрытия, которая учитывает его особенности – маленькую толщину, отсутствие достоверных данных о степени черноты, влияние свободной конвекции. С использованием этой методики было установлено, что коэффициент теплопроводности покрытия в диапазоне температур $50 \div 60$ °C составляет 0,12 Вт/(м·К), а степень черноты покрытия – 0,36.

Список литературы

1. Тепловая изоляция / Г. Ф. Кузнецов, В. И. Бельскй, В. П. Горбачёв и др.. – М. : Стройиздат, 1985. – 421 с.

2. Каталог // «Центр теплоизоляции» – Режим доступа : http://tutteplo.ru/catalog. - Дата доступа : 11.03.11. - Жидкие теплоизоляционные покрытия.

3. Каталог // «Центр теплоизоляции» – Режим доступа : http://tutteplo.ru/picture/documents/KorundFizMexBig.jpg. – Дата доступа : 20.03.11. – Технические характеристики жидкого керамического теплоизоляционного покрытия «Корунд».

4. Сверхтонкая теплоизоляция «Корунд» – Режим доступа: http://nano34.ru/var/mini_price/494.pdf. – Дата доступа : 25.03.11. – Теплоизоляционные свойства покрытия.

5. ООО ТД «УкрИзоПром // Статьи – Режим доступа : http://www.tcceramic.com.ua/articles.php?news_id=32. – Дата доступа : 02.04.11. – Композиция теплоизоляционная жидкая ТСС.

Рукопись поступила 18.04.2011 г.

УДК 662.661.25

Ерёмин А.О. – к.т.н., доцент, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) *Губинский В.И.* – д.т.н., проф., НМетАУ

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУЙ ТОПЛИВА И ВОЗДУХА НА ЦИРКУЛЯЦИЮ И ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ГАЗОВ В КАМЕРНОЙ ПЕЧИ С ОДНОЙ ГОРЕЛКОЙ

В работе представлены результаты исследования движения печных газов в типовом рекуперативном нагревательном колодце и в нагревательном колодце с шариковыми регенераторами. Показано влияние динамических характеристик топливной и воздушной струй, истекающих из отверстий горелки на циркуляцию печных газов и температурное поле в печи.

Ключевые слова: нагревательный колодец; динамические характеристики; температурное поле газов; кинетическая энергия струй.

Введение

Одним из серьёзных недостатков рекуперативных нагревательных колодцев с центральной горелкой конструкции «Стальпроекта» (РКНК) является неравномерное температурное поле по высоте печной камеры колодца и, как следствие, существенный перепад температуры между головной и донной частью нагреваемых слитков. Имеющаяся неравномерность нагрева металла предопределяет необходимость некоторого перегрева слитков и увеличения времени выдержки их в печи перед выдачей в прокатку. Это приводит к перерасходу топлива на нагрев, увеличивает вероятность оплавления перегретых поверхностей слитков и потери металла в окалину.

Кроме этого, для спуска жидкого шлака из РКНК, после выдачи металла повышают температуру в печной камере до 1400 – 1430 °C, что также приводит к увеличению расхода топлива и ухудшению условий эксплуатации огнеупоров стен и крышки колодца.

В работах [1, 2, 6] показано, что в результате реконструкции ряда нагревательных колодцев цеха блюминг-1 металлургического комбината ОАО «АрселорМиттал Кривой Рог» путём замены керамических рекуператоров регенераторами удельный расход топлива уменьшился

[©] Ерёмин А.О., Губинский В.И., 2011

на 30 % и существенно повысилась равномерность нагрева крупнотоннажных слитков в регенеративных нагревательных колодцах (РГНК).

Постановка задачи

Изменение температурного поля в регенеративном нагревательном колодце в большой мере связано с увеличением скорости истечения газо-воздушных струй из горелки. Известно, например, что в камерных печах одинаковой конструкции, имеющих одну и ту же тепловую мощность, но различную скорость истечения топлива, наблюдался различный характер неравномерности температурного поля по длине печи. Изучение причин этого явления позволило сделать вывод о влиянии удельной энергии циркуляции печных газов на траекторию их движения, на кратность крупномасштабной внутренней рециркуляции и на формирование температурного поля [4].

Моделирование горения топлива, радиационно-конвективного теплообмена в печи, циркуляционного движения печных газов с определением кратности крупномасштабной внутренней рециркуляции позволяет проектировать камерные печи, обеспечивающие более низкий расход топлива и высокое качество нагрева металла. Имеющийся на кафедре теплотехники и экологии металлургических печей Национальной металлургической академии Украины комплекс программ для численного моделирования совмещённых процессов горения топлива, движения газов и теплообмена [3] позволяет количественно исследовать условия циркуляции печных газов и температурное поле в печи.

Данная работа посвящена исследованию влияния динамических характеристик струй топлива и воздуха, истекающих из горелки, и её конструктивных особенностей на движение печных газов, на кратность рециркуляции, на температурное поле в рабочем пространстве РКНК и РГНК с отоплением из центра подины и на качество нагрева металла в этих печах.

Исследование циркуляционного движения газов в РКНК

Характер циркуляции печных газов в РКНК исследовали с помощью математического моделирования.

Движение печных газов в РКНК можно считать симметричным относительно вертикальной плоскости α, проходящей через ось колодца и параллельной стенам с окнами для отвода дыма в рекуператоры (рис. 1).



Рис. 1. Общий вид рекуперативного нагревательного колодца с разметкой расположения слитков на подине и дымовых окон в стенах

На рисунке 2а представлены траектории движения газов в осевой плоскости β , которая проходит между двумя слитками, установленными у стены колодца с дымовыми окнами (см. рис. 1). Траектория потока газов в плоскости β имеет форму незамкнутой петли, что свидетельствует о слабой рециркуляции газов в данной плоскости. Поток печных газов покидает колодец через дымовые окна в стенах печи.



Рис. 2. Траектории движения печных газов в рекуперативном нагревательном колодце: а) в плоскости β, б) в плоскости α

В плоскости α (см. рис. 1) характер движения печных газов несколько иной. На рисунке 2б видна зона крупномасштабной рециркуляции печных газов, движущихся по кольцевой траектории от горелки к своду печи, от свода к глухим стенам колодца и от стен обратно к горелке.

Для приближённой оценки кратности рециркуляции печных газов в половине колодца, разделенного плоскостью а, выделим отдельные участки траектории их движения (см. рис. 2а). Два симметричных потока дымовых газов, расходящиеся к боковым стенам с окнами для отвода дыма, проходят три участка траектории:

1. Подъём газов от сопла к центру свода печи.

2. Движение газов от центра свода к стенам с дымовыми окнами.

3. Опускание потока газов вдоль стен к дымовым окнам.

Значения эквивалентного диаметра $d_{_{3KB}}$ и площади поперечного сечения потока дымовых газов F_{yy} , а также средней длины траектории L_{cp} на каждом из участков рассчитаны, исходя из габаритных размеров потоков, полученных по результатам математического моделирования, и приведены в таблице 1.

Таблица 1

Характеристики потока печных газов в РКНК на участках	
траектории их движения.	

трисктории их движения:						
Размеры поперечного	F _{уч} , м ²	d _{экв} , м	L _{ср} , м			
сечения потока, м			1			
Ø 1,5	1,766	1,5	2,77			
0,25×4,9	1,225	0,476	2,40			
0,5×4,9	1,75*	0,648	2,48			
	Размеры поперечного сечения потока, м Ø 1,5 0,25×4,9 0,5×4,9	Размеры поперечного сечения потока, м F _{уч} , м ² Ø 1,5 1,766 0,25×4,9 1,225 0,5×4,9 1,75*	Размеры поперечного сечения потока, м F _{уч} , м ² d _{экв} , м Ø 1,5 1,766 1,5 0,25×4,9 1,225 0,476 0,5×4,9 1,75* 0,648			

^{*}При расчёте площади поперечного потока дыма, опускающегося вдоль стены колодца, учитывали уменьшение сечения потока за счёт слитков, расположенных у этой стены.

Исходные данные для расчёта динамических характеристик струй топлива и воздуха, соответствуют условиям работы нагревательных колодцев цеха блюминг-1 комбината «АрселорМиттал Кривой Рог».

Теплота сгорания коксо-доменной смеси (КДС) $Q_{\mu}^{p} = 8,2 \text{ МДж/м}^{3}$.

Максимальный расход топлива $V_r = 2100 \text{ м}^3/\text{ч} = 0,583 \text{ м}^3/\text{c}.$

Максимальный расход воздуха $V_{B} = 4700 \text{ м}^{3}/\text{q}=1,3 \text{ м}^{3}/\text{c}.$

Коэффициент расхода воздуха n = 1,2.

Расход дымовых газов $V_{\mu} = 3,03 \cdot V_{r} = 1,766 \text{ м}^{3}/\text{с}$, где 3,03 - удель-ный выход дыма при сжигании КДС заданного состава с n = 1,2.

Температура топлива с учётом подогрева его в неизолированной газовой трубе, проходящей через центр горловины $t_r = 50$ °C.

Температура подогрева воздуха в керамических рекуператорах $t_{\rm B} = 600$ °C.

Проходное сечение стандартного газового сопла для КДС $F_r = 0.07 \text{ m}^2 [5].$

Проходное сечение воздушной горловины РКНК $F_{\rm B} = 0,534 \text{ m}^2$.

Проходное сечение дымовых окон в стенах колодца $F_{d} = 3,0 \text{ м}^2$.

По представленным исходным данным определили средние скорости газовой и воздушной струй на выходе из горелки и потока дыма, уходящего через дымовые окна, а по данным таблицы 1 – скорости движения дымовых газов на участках от горелки до дымовых окон при нормальных условиях (таблица 2).

Таблица 2

N⁰	Участок траектории движения газов	Значение скорости					
Π/Π		при н.у., м/с					
1	Газовая струя на выходе из сопла горелки	$\overline{\mathrm{w}}_{\mathrm{r}} = 8,33$					
2	Воздушная струя на выходе из горелки	$\overline{w}_{B} = 2,43$					
3	Выход дыма через дымовые окна	$\overline{w}_{_{A}} = 0,59$					
4	Движение газов на участке 1	$\overline{w}_{A1} = 0,5$					
5	Движение газов на участке 2	$\overline{w}_{_{g2}} = 0,72$					
6	Движение газов на участке 3	$\overline{w}_{_{d3}} = 0,5$					

Расчётные средние скорости газовой и воздушной струй на выходе из горелки РКНК и дымовых газов на различных участках траектории их движения.

Наряду со скоростью газов, к динамическим характеристикам струй и потоков вообще относятся импульс и кинетическая энергия. По аналогии с понятием расходной теплоёмкости потока (Вт/К) введём в рассмотрение понятия расходного импульса (Н) и расходной кинетической энергии (Вт) потока.

Пренебрегая переходом теплоты от сжигания топлива в работу, в соответствии со вторым законом термодинамики, будем считать, что кинетическая энергия печных газов, которая затрачивается на их циркуляцию в печи за 1 секунду (энергия циркуляции N, BT), равна введённой в печь расходной кинетической энергии струй топлива и воздуха за вычетом расходной кинетической энергии потока дымовых газов, необходимой для выхода их из печи через дымовые окна:

$$N = \frac{\rho_{r} \cdot \overline{w}_{r}^{2} \cdot V_{r} \cdot \left(\frac{T_{r}}{273}\right)^{2} + \rho_{B} \cdot \overline{w}_{B}^{2} \cdot V_{B} \cdot \left(\frac{T_{B}}{273}\right)^{2} - \rho_{A} \cdot \overline{w}_{A}^{2} \cdot V_{A} \cdot \left(\frac{T_{A}}{273}\right)^{2}}{2} =$$

$$= \frac{\rho_{r} \cdot w_{r}^{3} \cdot F_{r} \cdot \left(\frac{T_{r}}{273}\right)^{2} + \rho_{B} \cdot w_{B}^{3} \cdot F_{B} \cdot \left(\frac{T_{B}}{273}\right)^{2} - \rho_{A} \cdot w_{A}^{3} \cdot F_{A} \cdot \left(\frac{T_{A}}{273}\right)^{2}}{2},$$

$$(1)$$

где ρ_r , ρ_B , и ρ_{π} – плотность, кг/м³; \overline{w}_r , \overline{w}_B , \overline{w}_{π} – среднерасходные скорости при н.у., м/с; V_r , V_B и V_{π} – объёмный расход соответственно топлива, воздуха и дыма при н.у., м³/с; F_r , F_B , F_{π} – проходное сечение соответственно газового сопла, воздушной горловины и дымовых окон, м².

Интенсивность циркуляции и длина траектории потока зависят от количества кинетической энергии в 1 м³ печных газов, которое может быть затрачено на преодоление сопротивлений при движении их в печи и на вовлечение в спутное движение рециркулирующих газов. Эту величину называют удельной энергией циркуляции N_{ya} (Дж/м³ = Па, в [4] её выразили в безразмерном виде):

$$N_{ya} = \frac{N}{V_{a} \cdot \left(\frac{T_{a}}{273}\right)}.$$
 (2)

Для рекуперативного нагревательного колодца удельная энергия циркуляции продуктов сгорания топлива, рассчитанная из выражений (1) и (2), составила 7,15 Дж/м³. Значения динамических характеристик струй топлива и воздуха на выходе из горелки РКНК приведены в таблице 5.

Определим кратность рециркуляции печных газов К_{рец} в направлении, перпендикулярном стенам с дымовыми окнами, из уравнения энергетического баланса циркуляции [4] в половине объёма рабочего пространства, полагая, что расход дымовых газов на всех участках траектории остаётся постоянным:

$$\frac{N}{2} = K_{peu}^{3} \cdot \sum_{i=1}^{3} \left(\lambda_{_{3KB}} \cdot \frac{L_{_{cpi}}}{d_{_{3KBi}}} \cdot \frac{\rho_{_{\pi}} \cdot \overline{w}_{_{\pi i}}^{2}}{2} \cdot \frac{V_{_{\pi}}}{2} \cdot \left(\frac{T_{_{\pi}}}{273}\right)^{2} \right)$$
(3)

или иначе

$$2 \cdot N_{yz} = K_{peq}^{3} \cdot \lambda_{ykB} \cdot \rho_{z} \cdot \frac{T_{z}}{273} \cdot \sum_{i=1}^{3} \left(\frac{L_{cpi}}{d_{ykBi}} \cdot \overline{w}_{zi}^{2} \right).$$
(4)

Здесь і – номер участка траектории движения печных газов. λ_{экв} – коэффициент потерь энергии при циркуляционном движении газов в камерной печи, значение которого по данным [4] принято равным 0,3. В уравнении (3) множитель «1/2» учитывает расходы топлива, воздуха и дымовых газов в одной из двух симметричных частей объёмов печной камеры, примыкающих к боковым стенам колодца с дымовыми окнами.

Кратность крупномасштабной рециркуляции из (4) получена равной 1,19.

Содержание реконструкции нагревательных колодцев

В результате реконструкции колодцев вместо неэффективно работавших керамических рекуператоров установлена пара малогабаритных шариковых регенераторов с корундовой насадкой. Схема реконструированного нагревательного колодца с отоплением из центра подины показана на рисунке 3.

Горелка по-прежнему располагается в центре подины. Воздушная горловина горелки разделена пополам газоплотной перегородкой 3, в центре которой расположена газоподающая труба горелки с газовым соплом 6. Два канала горловины 4 и 5 поочерёдно служат для подачи нагретого в регенераторах 1 воздуха и отвода из печи дымовых газов. Направление движения печных газов изменяется периодически с помощью поворотного клапана-переключателя 2. Реверс печных газов происходит через каждые 3 минуты.



Рис. 3. Схема регенеративного нагревательного колодца с отоплением из центра подины

Разработана новая конструкция сопла горелки [7] с двумя щелевыми отверстиями для прохода газа (рисунок 4). Установка горелки в горловине РГНК показана на рисунке 5.

Количество дымовых окон в стенах реконструированного колодца уменьшено до 4, а их общее проходное сечение снизилось с 3 m^2 до
0,7 м². Большая часть дымовых газов покидает рабочее пространство через дымовой канал горловины, а меньшая часть (до 30 %) – через четыре дымовых окна в углах двух противоположных стен (рис. 6).



Рис. 4. Сопло горелки регенеративного колодца



Рис. 5. Установка горелки в горловине РГНК

Исследование циркуляционного движения газов в РГНК

Общий вид регенеративного нагревательного колодца с разметкой расположения слитков на подине и дымовых окон в углах двух противоположных стен показан на рисунке 6.

На рисунке 7 показаны траектории движения топливной и воздушной струй и печных газов в плоскости β, проходящей через ось колодца и стены с дымовыми окнами. В отличие от РКНК, в плоскости β регенеративного колодца имеются чётко выраженные замкнутые кольцевые зоны крупномасштабной рециркуляции.

Определённые при моделировании концентрации компонентов смеси печных газов позволили сделать вывод о том, что в половине объёма печной камеры колодца со стороны дымового канала горловины (на рис. 7 – правая половина) находятся продукты сгорания и топливо. Во второй половине объёма печной камеры, со стороны воздушного канала горловины (на рис. 7 – левая половина), циркулируют, в основном, воздух и продукты сгорания. Топливо сгорает практически полностью до выхода печных газов через дымовой канал гор-

ловины. При реверсе печных газов местоположение зон циркуляции меняется на противоположное.



Рис. 6. Общий вид регенеративного нагревательного колодца



Рис. 7. Траектории движения печных газов в плоскости β регенеративного нагревательного колодца

В левой половине объёма РГНК, в соответствии с рисунками 6 и 7, выделим участки траектории движения печных газов:

1. Подъём газов от сопла к центру свода печи.

2. Движение газов от центра свода к боковой стене с двумя дымовыми окнами.

3. Опускание потока газов вдоль стены к подине.

4. Возврат дымовых газов к устью горловины вдоль подины колодца.

На первых трёх участках происходит движение полного расхода печных газов. На четвертом участке 15 % общего расхода дыма выходит из печи через два дымовых окна боковой стены.

В таблице 3 приведены характеристики потока печных газов на указанных участках траектории.

Таблица 3

N⁰	Расход печных	Размеры поперечного	F _{уч} , м ²	d _{экв} , м	L _{ср} , м
участка	газов, %	сечения потока, м		<u>j</u>	°P
1	100	Ø 1,5	1,766	1,5	2,7
2	100	0,3×4,9	1,47	0,565	2,4
3	100	0,5×4,9	1,75*	0,65	1,8
4	85	1,5×4,9	7,35	2,3	2,4
*					

Характеристики потока печных газов в РГНК на участках траектории их движения

^{*}При расчёте площади поперечного потока дыма, опускающегося вдоль стены колодца, учитывали уменьшение сечения потока за счёт слитков, расположенных вдоль этой стены.

Для расчёта динамических характеристик потоков топлива, воздуха и дымовых газов в реконструированном регенеративном колодце приняты следующие заводские данные [6]:

Максимальный расход топлива $V_r = 1500 \text{ м}^3/\text{ч} = 0,417 \text{ м}^3/\text{c}.$

Максимальный расход воздуха $V_{\rm B} = 5000 \text{ m}^3/\text{y} = 1,4 \text{ m}^3/\text{c}.$

Максимальная температура подогрева воздуха в шариковых регенераторах $t_{\rm B} = 1100$ °C.

Расход дымовых газов $V_{n} = 4,13 \cdot V_{r} = 1,722 \text{ м}^{3}/\text{с}$, где 4,13 - удель-ный выход дыма, определённый по расчётам горения топлива при n = 1,79. Повышенный избыток воздуха обеспечивает сохранение на прежнем уровне калориметрической температуры горения в условиях более высокой температуры подогрева воздуха в регенераторах. При этом отсутствует недожог топлива под крышкой печной камеры колодца.

Проходное сечение газового сопла для КДС $F_r = 0,0088 \text{ M}^2$ [7].

Проходное сечение воздушных и дымовых каналов горловины $F_{_{\rm B}} = F_{_{\rm I}} = 0,3265 \text{ m}^2.$

Проходное сечение двух угловых дымовых окон в стенах колодца $F_{or} = 0,3515 \text{ m}^2$.

Движение газов в РГНК относительно осевой плоскости α не будет симметричным. Будем считать, что в половину объёма камеры со стороны воздушного канала горловины попадает половина расхода топлива $\frac{V_{r}}{2}$, весь расход воздуха V_{B} , а объём дыма в этой половине

камеры будет пропорционален расходу топлива.

По исходным заводским данным произвели расчет средней скорости движения газовой и воздушной струй и потока дыма в дымовых окнах, а по данным таблицы 3 определили скорости движения печных газов на указанных четырёх участках траектории. В таблице 4 представлены результаты расчётов этих скоростей при нормальных условиях.

Таблица 4

Расчётные средние скорости движения газовой и воздушной струй на выходе из горелки РГНК и дымовых газов на различных участках траектории их движения

№ п/п	Участок траектории движения газов	Значение скорости при н.у., м/с
1	Газовая струя на выходе из сопла горелки	$\overline{w}_r = 47,4$
2	Воздушная струя на выходе из горелки	$\overline{W}_{B} = 4,3$
3	Выход дыма через угловые дымовые окна в стене	$\overline{w}_{_{\text{докн}}} = 0,73$
4	Выход дыма через горловину горелки	$\overline{w}_{\text{дгорл}} = 3,7$
5	Движение газов на участке 1	$\overline{w}_{g1} = 0,89$
6	Движение газов на участке 2	$\overline{w}_{_{A2}} = 1,07$
7	Движение газов на участке 3	$\overline{w}_{_{d3}} = 0,9$
8	Движение газов на участке 4	$\overline{w}_{A4} = 0,18$

Энергия циркуляции газов в половине объёма РГНК со стороны воздушного канала горловины (на рис. 6 и 7 – левая половина объёма печной камеры):

$$N^{\text{per}} = \frac{\rho_{r} \cdot \overline{w}_{r}^{2} \cdot \frac{V_{r}}{2} \cdot \left(\frac{T_{r}}{273}\right)^{2} + \rho_{B} \cdot \overline{w}_{B}^{2} \cdot V_{B} \cdot \left(\frac{T_{B}}{273}\right)^{2}}{2} - \frac{\rho_{A} \cdot \overline{w}_{A \text{ горл}}^{2} - \rho_{A} \cdot \overline{w}_{A \text{ окн}}^{2} \cdot V_{A \text{ окн}} \cdot V_{A \text{ окн}} \cdot \left(\frac{T_{A}}{273}\right)^{2}}{2},$$

$$(5)$$

где $V_{mr} = 0,5 \cdot V_r \cdot v_{d0} + V_B - 0,5 \cdot V_r \cdot L_0$ – объём печных газов, м³/с при н.у. (продукты горения топлива и избыточный воздух, циркулирующих в указанной половине объёма камеры РГНК; $V_{dropn} = 0,7 \cdot V_{mr}$ и $V_{dokh} = 0,3 \cdot V_m$ – соответственно объём дымовых газов, выходящих из рабочей камеры колодца через дымовой канал горловины горелки и через дымовые окна в стенах; L_0 – теоретический расход воздуха, идущего на горение КДС, v_{d0} – удельный выход дыма при горении КДС с коэффициентом расхода воздуха n = 1.

Удельная энергия циркуляции в половине объёма РГНК со стороны воздушного канала горловины:

$$N_{ya}^{per} = \frac{N^{per}}{V_{rr} \cdot \left(\frac{T_{a}}{273}\right)}.$$
 (6)

Рассчитанная по формулам (5) и (6) удельная энергия циркуляции газов в регенеративном нагревательном колодце составила 55,48 Дж/м³ и превышает эту же величину в РКНК более чем в 7,5 раз (см. табл. 5).

Кратность рециркуляции газов в рассматриваемой половине объёма камеры РГНК находим из уравнения энергетического баланса:

$$N^{\text{per}} = K_{\text{per}}^{3} \cdot \lambda_{\text{skB}} \cdot \left(\frac{T_{\pi}}{273}\right)^{2} \cdot \left(\sum_{i=1}^{3} \left(\frac{L_{\text{cp}i}}{d_{\text{skB}i}} \cdot \frac{\rho_{\pi} \cdot \overline{w}_{\pi i}^{2}}{2} \cdot V_{\text{nr}}\right) + \frac{L_{\text{cp}4}}{d_{\text{skB}4}} \cdot \frac{\rho_{\pi} \cdot \overline{w}_{\pi 4}^{2}}{2} \cdot 0.85 \cdot V_{\text{nr}}\right)$$
(7)

или иначе

$$2 \cdot N_{y\pi}^{per} = K_{peq}^{3} \cdot \lambda_{_{3KB}} \cdot \rho_{_{\pi}} \cdot \frac{T_{_{\pi}}}{273} \cdot \left(\sum_{i=1}^{3} \left(\frac{L_{cpi}}{d_{_{3KBi}}} \cdot \overline{w}_{_{\pi i}}^{2} \right) + \frac{L_{cp4}}{d_{_{3KB4}}} \cdot 0,85 \cdot \overline{w}_{_{\pi 4}}^{2} \right).$$
(8)

Кратность рециркуляции печных газов в РГНК из (8) составила К_{рец} = 1,84 и превышает эту величину в РКНК в 1,55 раза.

Анализ результатов исследования и выводы

В таблице 5 приведены динамические характеристики струй топлива и воздуха, удельная энергия циркуляции печных газов и эксплуатационные показатели работы рассматриваемых типов нагревательных колодцев.

Из таблицы 5 следует, что скорости истечения топлива и воздуха из горелки, их расходные импульсы и удельная энергия циркуляции печных газов в РГНК в несколько раз больше, чем в РКНК, а сумма расходных кинетических энергий струй топлива и воздуха в РГНК на порядок больше, чем в РКНК. В связи с увеличением энергетического потенциала печных газов в РГНК возросла интенсивность их циркуляции, а также кратность рециркуляции по сравнению с РКНК.

Таблица 5

показатели в кних и втатих.								
Характеристика, показатель	Тип нагрен	вательного	Соотноше-					
	коло	ние характе-						
	РГНК	РКНК	ристик (по-					
			казателей)					
Действительная средняя скорость	56.08	9.86	57					
топливной струи, м/с	50,00	7,00	5,7					
Действительная средняя скорость	21.62	7 78	2.8					
воздушной струи, м/с	21,02	7,70	2,0					
Расходный импульс топливной струи, Н	23,85	5,86	4,1					
Расходный импульс воздушной струи, Н	38,87	13,03	3,0					
Расходная кинетическая энергия	668 3	57 74	11 57					
топливной струи, Вт	008,5	57,74	11,37					
Расходная кинетическая энергия	8/13	101 /3	83					
воздушной струи, Вт	045	101,45	0,5					
Удельная энергия циркуляции, Дж/м ³	55,48	7,15	7,76					
Кратность рециркуляции	1,84	1,19	1,55					
Максимальный перепад температуры								
по высоте рабочей камеры колодца	87/18	147/37	0,6/0,5					
в начале/в конце нагрева, °С								
Среднесуточное число циклов «посад –	2 20	2 25	1.04					
выдача металла», шт.	5,58	5,25	1,04					
Максимальная температура подогрева	1100	600	1.9					
воздуха для горения, °С	1100	000	1,0					
Удельный расход топлива на нагрев								
садки, кг у.т./т								
 без учёта холостого хода печи 	12	18	0,67					
 с учётом холостого хода печи 	23,5	28,8	0,82					
Коэффициент использования теплоты	75	50	15					
топлива, %	15	50	1,0					

Динамические характеристики струй и эксплуатационные
показатели РКНК и РГНК.

Более высокий уровень импульса топливной и воздушной струй и удельной энергии циркуляции печных газов увеличивают длину траектории их движения (дальнобойность) и расходную теплоёмкость циркулирующих потоков за счёт вовлечения в совместное движение по траектории рециркуляционных объёмов газа. Вследствие этого конвективное распределение теплоты по зонам печной камеры становится более равномерным, а перепад температуры газов по длине траектории их движения уменьшается. Расположение канала для отвода дымовых газов в горелке РГНК создаёт условия для более эффективной инжекции уходящих газов топливной и воздушной струями, истекающими из горелки, что также способствует увеличению кратности рециркуляции.

Периодический реверс газов в РГНК способствует созданию одинаковых условий нагрева слитков в обоих половинах печной камеры.

По данным математического моделирования температурного поля перепад температуры по высоте печной камеры на уровне головной и донной части нагреваемых слитков в регенеративном нагревательном колодце на 40 – 50 % меньше, чем в рекуперативном (см. табл. 5). О равномерном нагреве слитков свидетельствует и опыт промышленной эксплуатации регенеративных нагревательных колодцев.

Результаты замера температуры по высоте печи, токовых нагрузок при прокатке, самопроизвольный спуск жидкого шлака в процессе нагрева подтвердили выравнивание температурного поля по высоте РГНК и нагреваемых в них слитков.

В связи с уменьшением времени выдержки слитков среднесуточное число циклов «посад-выдача металла» по заводским данным увеличилось с 3,25 до 3,38.

В результате повышения температуры подогрева воздуха в РГНК (см. табл. 5) коэффициент использования теплоты топлива увеличен с 50 % до 75 %, а удельный расход условного топлива существенно снизился.

Список литературы

1. Губинский В. И., Ерёмин А. О., Сибирь А. В., Волков В. Ф., Коротченков В. М., Тряпичкин М. Г. Реконструкция нагревательных устройств прокатного производства ОАО «АрселорМиттал Кривой Рог». Труды 15 международной конференции «Теплотехника и энергетика в металлургии», НМетАУ, г. Днепропетровск, 7-9 октября 2008 года. – Днепропетровск : Новая идеология, 2008. – С. 73–74.

2. Губинский В. И. Работа нагревательного колодца с шариковыми регенераторами / В. И. Губинский, А. О. Ерёмин, А. В. Сибирь, В. А. Шеремет, М. А. Бабенко, В. М. Коротченков, М. Г. Тряпичкин // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2005. – №1. – С. 103–105.

3. Єрьомін О.О. Дослідження об'ємно - регенеративного опалення камерної печі на основі математичного моделювання руху газів і теплообміну / Єрьомін О. О., Сибір А. В., Губинський В. Й. // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика: збірник наукових праць. – Випуск 2. – Нова ідеологія, 2010. – С. 96–106. 4. Губинский В. И. Теория пламенных печей / В. И. Губинский, Лу Чжун-У. – М. : Машиностроение, 1995. – 256 с.

5. Гусовский В. Л. Газогорелочные устройства и системы отопления нагревательных и термических печей / Гусовский В.Л., Тымчак В. М., Лифшиц А. Е. – М. : Металлургия, 1967. – 262 с.

6. Губинский В. И. Опыт использования объёмно-регенеративного способа сжигания топлива в нагревательных колодцах прокатного производства / В.И. Губинский, А.О. Ерёмин, М. Г. Тряпичкин // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2010. – № 2. – С. 192–195.

7. Ерёмин А. О. Формирование равномерного температурного поля газов в регенеративном нагревательном колодце / А. О. Ерёмин // Металлургическая теплотехника : Сборник научных трудов Национальной металлургической академии Украины. – Выпуск 2 (17). – Днепропетровск : Новая идеология. – 2010. – С. 96–104.

Рукопись поступила 19.04.2011 г.

УДК [621.1:536.423.1]:622.012

Кирсанов М.В. – главный конструктор проекта, Институт геотехнической механики им. Н.С. Полякова Национальной академии наук Украины (ИГТМ НАНУ)

О ПЕРЕХОДЕ СКОРОСТИ ВСКИПАЮЩЕГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ЗВУКОВУЮ В СОПЛЕ ГИДРОПАРОВОЙ ТУРБИНЫ (ГПТ)

Для вскипающего потока получена зависимость скорости звука от объёмного содержания паровой фазы. С её использованием разработана математическая модель перехода скорости вскипающего потока через звуковую в сопле гидропаровой турбины (ГПТ). Математическая модель позволяет определить все параметры вскипающего потока в минимальном сечении сопла ГПТ, включая и межфазную температурную неравновесность (ΔT)_m. Информация о (ΔT)_m необходима для оптимизации параметров теплофизических процессов в сопле ГПТ.

Ключевые слова: гидропаровая турбина (ГПТ); двухфазная среда; скорость звука; температурная неравновесность.

Постановка проблемы

Полезное использование низкопотенциальных ВЭР – важная научно-техническая задача. Для её решения предложена установка с гидропаровой турбиной (ГПТ) [1, 2]. В сопле ГПТ происходит вскипание (условия адиабатические) воды в потоке при понижении её давления p₁ ниже давления насыщенных паров p_s(T_{in}) при начальной температуре T_{in}. Рабочее тело цикла ГПТ – вода.

Конструктивно ГПТ может быть исполнена в двух вариантах: реактивном (сопла расположены на вращающемся колесе) и активном (вскипающий поток из неподвижных сопел воздействует на лопатки вращающегося колеса). Однако сопло вскипающего потока – общий силовой элемент в этих конструктивных вариантах ГПТ. Поэтому актуален выбор параметров теплофизических процессов в сопле и его формы для обеспечения максимального реактивного воздействия F_0 вскипающего потока в выходном сечении сопла.

Термодинамический анализ [1, 3] показывает, что основной фактор влияния на F_o – перепад температур (ΔT)_o = T'_o – T"_o между водой и паром (температурная неравновесность) в выходном сечении сопла. Величина (ΔT)_o определяется температурной неравновесностью (ΔT)_m в минимальном сечении сопла и процессом теплопроводности между

[©] Кирсанов М.В., 2011

водой и паром при течении вскипающего потока до выхода из сопла. В этой статье мы сосредотачиваем своё внимание на процессах, происходящих в конфузоре около минимального сечения сопла, и решении научной проблемы вычисления (ΔT)_m.

Перед минимальным сечением сопла в конфузоре давление воды понижается до $p_s(T_{in})$. В дальнейшем координату этой точки на оси конфузора будем обозначать через \overline{z} . Затем начинается вскипание путём образования зародышей пара в воде, метастабильной по давлению, $p_l < p_s(T_{in})$. Кроме того, в соответствии с общими теоремами механики сплошной среды [4, 5] в минимальном сечении скорость потока должна быть звуковой, чтобы обеспечить понижение давления потока на диффузорном участке сопла. Поэтому необходимо установить зависимость для скорости звука во вскипающем потоке от концентрации паровой фазы.

Из анализа имеющейся в литературе информации по этому вопросу в минимальном сечении сопла ГПТ после вскипания формируется поток двухфазной водно-паровой среды, которая характеризуется термическим уравнением состояния [4]:

$$\rho(x,p) = \frac{\rho'(p) \cdot \rho''(p)}{(1-x)\rho''(p) + x \cdot \rho'(p)}, \qquad (1)$$

где *x* – массовая концентрация паровой фазы; ρ' и ρ" – плотность воды и её пара соответственно, р – давление в среде.

По известному определению обратный квадрат С⁻² скорости звука в сплошной среде равен производной $(\partial \rho / \partial p)_s$ плотности по давлению в адиабатических условиях. Учитывая, что термическое уравнение состояния (1) выражено в переменных (*x*, *p*), при дифференцировании $(\partial \rho / \partial p)_s$ удобно от переменных (*s*, *p*) перейти к переменным (*x*, *p*) по правилу якобианов. Дифференциал *dp* заменяем на *dT*, используя уравнение Клайперона-Клаузиуса. Тогда все переменные будут выражены в функции от *T*. С учётом всего сказанного в [4] получают выражение для квадрата скорости звука в двухфазной среде с фазовым переходом:

$$C_{f.t.}^{2}(C_{1x}, C_{2x}, x) = \frac{(\rho' \cdot C_{1x})^{2} (\rho'' \cdot C_{2x})^{2} [(1-x) \cdot \rho'' + x \cdot \rho']^{2}}{[(1-x)(\rho'' \cdot C_{2x})^{2} + x \cdot (\rho' \cdot C_{1x})^{2}] \cdot (\rho' \cdot \rho'')^{2}},$$
(2)

где C_{1x} – скорость звука в насыщенной воде со стороны двухфазной области, т.е. с мельчайшими пузырьками пара, при этом:

$$C_{1x}(T) = \frac{\varepsilon(T) \cdot r(T)}{\sqrt{C_p' \cdot T}} , \qquad (3)$$

где $\epsilon(T) = \rho''(T)/\rho'(T)$ – отношение плотностей фаз; г (Дж/кг) – удельная теплота парообразования; R = 8,314 Дж/моль °K; C_p' (Дж/кг °K) – удельная теплоёмкость воды; T – температура двухфазной среды, а C_{2x} – скорость звука в насыщенном паре со стороны двухфазной области, т.е. с мельчайшими капельками воды и

$$C_{2x}(T) = \frac{r(T) \cdot \sqrt{RT}}{\sqrt{\mu_w \cdot r^2(T) - 2 \cdot R \cdot T \cdot r(T) + C_p^{"} \cdot R \cdot T^2}}, \qquad (4)$$

где $\mu_w = 0,018$ кг/моль – молекулярная масса воды; С_p" – удельная теплоёмкость пара. Выражение (4) имеет аналитическую структуру для скорости звука в некотором газе с зависящим от температуры показателем адиабаты:

$$k(T) = \left[1 - \frac{2 \cdot R \cdot T}{\mu_w \cdot r(T)} + \frac{C_p'' \cdot R \cdot T^2}{\mu_w \cdot r^2(T)}\right]^{-1}.$$
(5)

Расчёт ПО соотношениям (3) И (4) при температуре T = 383 °К (110 °С), которая характерна для температуры воды с использованием на входе В ΓΠΤ, табличных данных: $ρ'(383°K) = 950 \text{ kg/m}^3$, $ρ''(383°K) = 0,826 \text{ kg/m}^3$, $ε(383°K) = 8,69 \cdot 10^{-4}$, $r(383^{\circ}K) = 2,2305 \cdot 10^{6}$ кДж/кг, $C_{p}'(383^{\circ}K) = 4228$ Дж/(кг·°K), $C_p''(383^{\circ}K) = 2105 \ Дж/(кг.{\circ}K)$ [6] даёт значения $C_{1x} = 1,52 \ \text{м/c},$ $C_{2x} = 450,92$ м/с, а в чистой насыщенной воде со стороны однофазной области скорость звука $C_1 = 1720$ м/с при T = 383 °К [7]. Таким образом, из расчёта следует, что соотношение (2) демонстрирует значительный разрыв (от C₁ до C_{1x}) в значениях скорости звука при переходе из чистой насыщенной воды в двухфазную область. Это можно объяснить тем, что при выводе (2) фазовый переход в поле звуковой волны рассматривался, происходящим в термодинамически равновесных условиях. Существующий термодинамически равновесный подход не позволяет адекватно описать процесс распространения звуковых волн в жидкости с зарождающимися микропузырьками её пара.

Это позволяет выделить не решённую ранее часть общей проблемы, связанную с получением соотношения, которое даёт непрерывный ряд значений скорости звука в начальный период вскипания.

Функцию скорости звука с таким свойством можно получить если учесть, что реально вскипание в начальный период (на стадии зародышеобразования) происходит в сильно неравновесных условиях. На стадии зародыше-образования фазовый переход ещё не осуществился и это должно найти отражение в изменении дифференцирования слагаемых с «х» в (1) по dp. Для задач исследования теплофизических процессов в сопле ГПТ процесс распространения звуковых волн является важным при определении температурной неравновесности в минимальном сечении сопла.

Сказанное позволяет сформулировать цель исследования – математическое моделирование перехода скорости вскипающего потока через звуковую с определением температурной неравновесности (ΔT)_m в минимальном сечении сопла.

Процесс перехода скорости вскипающего потока через звуковую скорость

Отмечалось, что вскипающий поток воды на стадии зародышеобразования находится в неравновесных условиях. Конкретно это означает, что значение массового паросодержания x не соответствует текущим значениям внешних параметров, следующим из равновесной термодинамики. Поэтому в такой метастабильной системе (вода с растущими зародышами пара) скорость звука предлагается определять, рассматривая эту систему, как двухфазную без фазового перехода. В воде с растущими зародышами пара фазовый переход ещё не осуществился, теплота фазового перехода не отнята ещё у жидкой фазы и значения x не управляются внешними параметрами как в термодинамически равновесных условиях. Последнее обстоятельство оказывает существенное влияние на дифференцирование $c^2 = (\partial p / \partial \rho)_s$ для уравнения состояния (1), справедливое и для двухфазной системы без фазового перехода, которое даёт такой результат:

$$C_{w.f.t.}^{2}(C_{1}, C_{2x}, x) = \frac{(\rho' \cdot C_{1})^{2} \cdot (\rho'' \cdot C_{2x})^{2} \cdot [(1-x) \cdot \rho'' + x \cdot \rho']^{2}}{[(1-x)(\rho'' \cdot C_{2x})^{2} + x \cdot (\rho' \cdot C_{1})^{2}] \cdot (\rho' \cdot \rho'')^{2}} .$$
(6)

Аналитическая структура (6) и (2) относительно x одинаковая. Но в (6) присутствует C₁ (скорость звука в жидкой воде) в отличие от C_{1x} в (2). Это обусловлено особенностями дифференцирования (1) в средах без фазового перехода и средах с фазовым переходом, который осуществляется равновесно. Выражение (6) в отличие от (2) даёт непрерывный ряд значений скорости звука от значения C₁ в однородной насыщенной воде до значений C_{2x}, когда фазовый переход уже осуществился и значения x термодинамически отвечают значениям внешних параметров.

Проведём сравнение значений скорости звука в функции от x в средах с равновесным фазовым переходом и в средах с фазовым переходом происходящим неравновесно, которое представлено в таблице 1. Выражения в таблице 1 получены из (2) и (6) путём их упрощения для соответствующих значений x.

Данные таблицы 1 позволяют описать процесс перехода скорости вскипающего потока через звуковую. При вскипании воды во время образования зародышей пара скорость звука в такой системе резко уменьшается в соответствии с данными для скорости звука в среде с фазовым переходом в неравновесных условиях. В то же время образование зародышей понижает плотность среды и увеличивает гидродинамическую скорость потока.

Таблица 1

No		с равновесным	1	с фазовым переходом	
Π/Π	среда	фазовым переход	цом	неравновесных услов	
	х царосо-	I		2	
		выражение	значе-	выражение	значе-
	держание		ние, м/с		ние, м/с
1	x<<4·10 ⁻⁸	$C_{1x}\sqrt{1-x}$	< 1,49	$C_1\sqrt{1-x}$	~1720
2	$\begin{array}{c} 4,64 \cdot 10^{-8} << x << 8,7 \cdot 10^{-4} \\ x = 10^{-6} \end{array}$	_ " _	< 1,49	$C_{2x}\frac{1-x}{\sqrt{x}}\cdot\frac{\rho''}{\rho'}$	391
3	5.10-5	_ " _	< 1,49	_ " _	55
4	10 ⁻⁴	_ " _	< 1,49	$C_{2x} \frac{(1-x)\rho'' + x \cdot \rho'}{\sqrt{x} \cdot \rho'}$	43
5	10 ⁻³	$C_{1x} \frac{(1-x)\rho'' + x \cdot \rho'}{(\sqrt{1-x}) \cdot \rho''}$	3,43	_ " _	26
6	10 ⁻²	$\frac{C_{1x} \cdot x}{\sqrt{1-x}} \cdot \frac{\rho'}{\rho''}$	17	$C_{2x}\sqrt{x}$	45
7	10-1	$\frac{\overline{C_{1x} \cdot C_{2x} \cdot x \cdot \rho'}}{\sqrt{(1-x)(\rho'' \cdot C_{2x})^2 + x(\rho' \cdot C_{1x})^2}}$	112	_ " _	142

Скорость звука в двухфазных средах «вода-водяной пар»

Таким образом, процесс перехода гидродинамической скорости вскипающего потока через звуковую сопровождается резким снижением значения скорости звука в воде с зародышами пара на фоне незначительного увеличения гидродинамической скорости. Если в минимальном сечении сопла эти две величины становятся равными, то уже на диффузорном участке скорость потока превышает звуковую, и происходит дальнейшее расширение потока.

Для дальнейших исследований соотношение (6) целесообразно представить в виде функции от объёмного паросодержания:

$$\varphi = \frac{x \cdot \rho(x, T_{in})}{\rho''(T_{in})} . \tag{7}$$

В единицах « ϕ » плотность двухфазной среды определяется общим соотношением :

$$\rho(\phi) = \rho'(T_{in})(1-\phi) + \rho''(T_{in}) \cdot \phi ,$$

и с учётом $\rho''(T_{in}) << \rho'(T_{in})$ при $\phi {<<} 1$ (зародышеобразование) получаем, что

$$\rho(\phi) = \rho'(T_{in})(1 - \phi) . \tag{8}$$

Из соотношения (7) следует, что при $\varphi <<1$ массовое паросодержание *x* по значению ещё меньше 1. Поэтому в первом слагаемом знаменателя (6) можно принять $1 - x \approx 1$, а во втором слагаемом *x* выражаем через φ с помощью (7). Кроме того, в (6) плотность двухфазной смеси, выраженную через *x*, заменяем на её значение в функции от φ с использованием (8). Тогда зависимость для квадрата скорости звука вскипающего потока на стадии зародышеобразования от объёмного паросодержания, можем записать в таком виде:

$$C_{cav}^{2}(\varphi) = \frac{\varepsilon(T) \cdot C_{2x}^{2}}{[\varphi + \alpha(T)] \cdot (1 - \varphi)}, \qquad (9)$$

где $\alpha(T) = \varepsilon(T) \cdot (C_{2x}(T)/C_1(T))^2 = 5,97 \cdot 10^{-5}$ при T = 383 °K (110 °C).

Функция (9) непрерывна при переходе через левую пограничную кривую и может рассматриваться, как искомое аналитическое выражение для скорости звука во вскипающем потоке.

Функцию скорости звука вскипающего потока (9) мы снабдили индексом, происходящим от английского слова «cavitation». При вскипании потока зародыши пара в воде фактически представляют собой кавитационные микропузырьки, которые в зависимости от дальнейших условий могут либо схлопнуться, либо начать неограниченно расти. Для последнего необходимо, чтобы гидродинамическая скорость потока в минимальном сечении сопла V_m стала равной скорости звука $C_{cav}(\phi_m)$ в двухфазной среде при соответствующей объемной концентрации паровой фазы:

$$V_{\rm m} = C_{\rm cav}(\varphi_{\rm m}). \tag{10}$$

Условие (10) позволяет сформулировать математическую модель перехода скорости вскипающего потока через звуковую в сопле ГПТ. Для определенности при построении математической модели задаём профиль конфузорной части сопла ГПТ в виде функции радиуса поперечного сечения от продольной координаты z:

$$r(z) = r_k - z/2$$
, (11)

где r_k – радиус поперечного сечения при входе в конфузор; коэффициент «1/2» при z соответствует центральному углу схождения конфузора $\theta_k = 53^\circ$.

Математическая модель перехода скорости вскипающего потока через звуковую (ПСВПЗ)

Математическая модель строится на основе закона сохранения массы (уравнение неразрывности); закона сохранения импульса (уравнение Эйлера); определение скорости звука, необходимое нам для перехода от дифференциала $dp \ \kappa d\rho$, с учетом соотношения (9) и соотношения (8) для плотности $\rho(\phi)$ вскипающего потока, которое в записи системы уравнений не приводим:

$$\rho \cdot V \cdot \pi \cdot r^2(z) = G ; \qquad (12)$$

$$V\frac{dV}{dz} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dp}{dz} ; \qquad (13)$$

$$\frac{dp}{d\rho} = C_{cav}^2(\varphi) = \frac{\varepsilon(T) \cdot C_{2x}^2}{[\varphi + \alpha(T)] \cdot (1 - \varphi)} .$$
(14)

Уравнения (12) – (14) и условие (10) – основные при выводе соотношений модели ПСВПЗ. Кроме того, для определения температуры Т"_m паровой фазы в минимальном сечении сопла в состав основных уравнений модели включается известное в динамике сжимаемой среды [5, 8] универсальное отношение давления в минимальном сечении сопла при достижении в этом сечении местной скорости звука к начальному давлению. Мы используем также некоторые очевидные вспомогательные соотношения, которые также будем приводить далее по тексту.

Рассмотрим движение потока от входного сечения конфузора до сечения с координатой \overline{z} , где давление становится равным $p_s(T_{in})$. Нам необходимо определить скорость потока \overline{V} в точке \overline{z} .

Движение потока до точки строго однофазное, $\phi = 0$. В однородном потоке воды при $T_{in} = 383^{\circ}$ К скорость звука $C_1 = 1720$ м/с [7]. При таком значении скорости звука даже при давлении воды p_k порядка 100 ат во входном сечении конфузора можно пренебречь, учитывая значение числа Маха, сжимаемостью воды [5] при ее движении от z=0 до \overline{z} . Тогда для определения \overline{V} можно воспользоваться уравнением Бернулли, которое есть простое следствие (13):

$$\overline{V} = \frac{2 \cdot [p_k - p_s(T_{in})]}{\rho'(T_{in})} + \left(\frac{G}{\rho'(T_{in}) \cdot \pi \cdot r_k^2}\right)^2, \qquad (15)$$

где G (кг/c) – массовый расход воды на сопло.

По уравнению неразрывности (12) определяем значение координаты \overline{z} :

$$G = \rho'(T_{in}) \cdot \overline{V} \cdot \pi \cdot \left(r_k - \overline{z}/2\right)^2 .$$
(16)

Далее мы рассматриваем движение вскипающего потока от точки \bar{z} до точки z_m , определяющей положение минимального сечения сопла. Нам необходимо определить объемную концентрацию паровой фазы φ_m в минимальном сечении сопла. С этой целью в (13) заменяем dp на dp, используя (14), сокращаем дифференциал dz, заменяем dp на $-p'(T_{in})d\varphi$ в соответствии с (8). Преобразованное таким образом уравнение (13) интегрируем от \bar{z} до z_m . В первой части (13) интегрируется дифференциал $d(V^2/2)$ с учетом условия (10) в точке z_m , а в правой части – дифференциал $f(\varphi,T)d\varphi$ в пределах от $\varphi = 0$ в точке z = 0 до φ_m в точке z_m .

Таким путем получаем одно из ключевых уравнений предлагаемой модели:

$$\frac{\varepsilon(T_m'')\cdot[C_{2x}(T_m'')]^2}{2\cdot(\varphi_m+\alpha(T_m''))\cdot(1-\varphi_m)} - \frac{(\overline{V})^2}{2} = \varepsilon(T_m'')\cdot C_{2x}^2(T_m'')\cdot\left\{\ln\left[\frac{(\varphi_m+\alpha)}{\alpha(1-\varphi_m)}\right] - \frac{\varphi_m}{1-\varphi_m}\right\}, \quad (17)$$

которое позволяет в минимальном сечении сопла определить ϕ_m . По теперь уже известному ϕ_m вычисляем радиус R_m паровых микропузырьков в минимальном сечении сопла в соответствии с выражением:

$$R_m = \left[\frac{3 \cdot \varphi_m}{4 \cdot \pi \cdot \rho'(T_{in}) \cdot (1 - \varphi_m) \cdot N_g}\right]^{1/3}, \qquad (18)$$

где N_g (кг⁻¹) – число гетерогенных центров зародышеобразования в единице массы насыщенной воды перед вскипанием [9].

Для определения температуры паровой фазы в минимальном сечении сопла мы предполагаем, что при своем движенииот точки (\bar{z}) зарождения паровой фазы до минимального сечения сопла (z_m) пар в микропузырьках находится в насыщенном состоянии. При движении от точки z до точки z_m межфазный массообменный процесс поддерживает паровую фазу в насыщенном состоянии. Этот массообменный процесс происходит диффузионным (точнее самодиффузионным путем) из-за резкого градиента концентрации молекул воды на межфазной границе. Адиабатическое расширение, правильнее сказать, расширение паровой фазы в состоянии насыщения, приводит к понижению температуры Т"_m паровой фазы по отношению к температуре Т'_m воды. Таким образом, формируется межфазная температурная неравновесность в точке z_m, которая определяет массообменный процесс уже на диффузорном участке сопла. Представленное описание формирования (ΔT)_т в минимальном сечении сопла дополняет физическую картину перехода скорости вскипающего потока через звуковую.

Теперь для определения Т"_m используем упомянутое выше отношение давлений, называемое иногда критическим [5, 8], которое выражается через функцию от показателя адиабаты сжимаемой среды в минимальном сечении сопла:

$$\frac{p''_{m}}{p_{s}(T_{in})} = \left[\frac{2}{k(T''_{m})+1}\right]^{\frac{\kappa(T''_{m})}{\kappa(T''_{m}-1)}},$$
(19)

здесь в качестве начального взято давление $p_s(T_{in})$ в точке \overline{z} , где среда приобретает свойство сжимаемости;

$$\kappa(T_m'') = \left[1 - \frac{2 \cdot R \cdot T_m''}{\mu_w \cdot r(T_m'')}\right]^{-1} -$$
(20)

показатель адиабаты насыщенного пара по соотношению (5), где с учетом взаимного отношения значений слагаемых мы пренебрегаем третьим.

Для определения температуры пара T''_m в минимальном сечении сопла по значению давления p''_m из соотношения (19) используем $T''_m = T_s(p''_m)$ функциональную зависимость термодинамических параметров водяного пара на линии равновесия с жидкой фазой [7].

Совместное вычисление по уравнениям $(19) \div (20)$ методом итераций (на практике достаточно двух итераций для приемлемой точности) позволяет определить давление p''_m и температуру T''_m пара в микропузырьках в минимальном сечении сопла.

Подробный вывод соотношения (19) для идеального (совершенного) газа с показателем адиабаты k = const представлен во многих руководствах [5, 8]. Но раньше мы уже отметили, что (4) имеет вид выражения для скорости звука в газе с показателем адиабаты (5), слабо зависящим от температуры в диапазоне рабочих температур ГПТ. Поэтому применение нами (19) для течения водяного пара в состоянии насыщения не выходит за рамки условий вывода (19). Мало того, совместное течение микропузырьков зарождающейся паровой фазы и насыщенной воды и обеспечивает насыщенное состояние пара.

Первое слагаемое в левой части (17) – это половина квадрата скорости $(V_m)^2/2$ потока в минимальном сечении сопла, что по условию (10) равно половине квадрата скорости C^2_{cav} (T''_m, φ_m)/2 звука по соотношению (9). Таким образом, при решении (17) с учетом (19) ÷ (20) для определения T''_m мы получаем значение скорости потока в минимальном сечении сопла $C_{cav}(T''_m, \varphi_m)$.

Это позволяет нам, решая уравнение неразрывности (12):

$$G = \rho'(T_{in})(1 - \varphi_m) \cdot C_{cav}(T_m'', \varphi_m) \cdot \pi \cdot (r_k - z_m/2)^2$$
(21)

определить координату z_m минимального сечения сопла. Температуру воды T'_m в минимальном сечении сопла определяем исходя из энерге-

тического баланса затрат энтальпии жидкой фазы на образование паровой фазы в единице массы среды:

$$T'_{m} = T_{in} - \frac{r(T_{in})}{C'_{p}} \cdot m'' \cdot N_{g} \cdot (1 - \varphi_{m}) , \qquad (22)$$

где

$$m'' = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_m^3 \cdot \rho_s''(T_m'') -$$
⁽²³⁾

масса пара в одном микропузырьке.

Таким образом, разработана математическая модель ПСВПЗ, которая включает соотношения (8), (9), (15) ÷ (23). На основе модели ПСВПЗ проведем изучение влияния давления воды p_k во входном сечении конфузора на параметры вскипающего потока в минимальном сечении. Для расчетов брались следующие значения исходных величин: $p_k = 5 \div 70$ ат, $T_{in} = 383$ °K, G = 9 кг/с, $p_s(383$ °K) = 143260 Па [6], $N_g = 10^9$ кг⁻¹ [9], $r_k = 0,015$ м. В результате вычислений по уравнениям (19) ÷ (21) для параметров пара получаем p''_m = 81460 Па; $T''_m = T_s(p''_m) = 367$ °K (94 °C), $\epsilon(T''_m) = 5,1\cdot10^{-4}$; $C_{2x}(T''_m) = 441,49$ м/с; $\alpha(T''_m) = 3,3\cdot10^{-5}$. С использованием этих значений по уравнениям (17), (18) проводим расчет зависимости значений ϕ_m и R_m в минимальном сечении сопла от давления воды p_k во входном сечении конфузора. Результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2

в минимальном се тении сонла от давления воды во входном се тении								
№ п/п	р _{к,} ат	V, м/с	ϕ_{m}	$R_{m,\ MKM}$	т", 10 ⁻¹⁵ кг	T _{in} -T' _m		
1	5	40,51	0,0275	19,23	14,49	0,0073		
2	12	48,54	0,0272	19,16	14,34	0,0072		
3	20	63,3	0,0188	16,9	9,84	0,0048		
4	50	100,9	0,0088	13,1	4,58	0,0023		
5	70	119,71	0,0064	11,7	3,27	0,0017		

Зависимость радиуса микропузырьков в минимальном сечении сопла от давления воды во входном сечении

В таблице 2 даны также значения температуры Т'_m жидкой фазы в минимальном сечении сопла, вычисленные по соотношению (22).

Выводы

1. Анализ соотношений модели ПСВПЗ показывает, что величина $(\Delta T)_m$ определяется понижением температуры пара от T_{in} в точке \bar{z} до T''_m в точке z_m , понижение температуры воды $T'_{in} - T'_m$ крайне незначительно (таблица 2).

2. При выводе уравнения (17) для определения радиуса R_m паровых микропузырьков в точке z_m использовали полученное нами соотношение (9) для скорости звука во вскипающем потоке. Соотношение (9) непрерывным образом описывает значения скорости звука в насыщенной воде в начальной точке \overline{z} вскипания при $\varphi = 0$.

3. Давление воды p_k во входном сечении конфузора оказывает влияние на R_m . Но при изменении давления p_k в 14 раз R_m изменяется в 1,6 раз (таблица 2). На значение R_m оказывает также влияние и температура T"_m пара в минимальном сечении сопла через значения параметров ε (T"_m), α (T"_m) в (17).

Список литературы

1. Вскипающие адиабатные потоки [Текст] / В. А. Зысин, Г. И. Баранов, В. А. Барилович, Т. Н. Парфёнова. – М. : Атомиздат, 1976. – 152 с.

2. Булат А. Ф. Научно-технические основы создания шахтных когенерационных энергетических комплексов [Текст] / А. Ф. Булат, И. Ф. Чемерис. – К. : Наук. думка, 2006. – 176 с.

3. Кирсанов М. В. Расчёт колеса гидропаровой турбины (ГПТ) на тяговое усилие [Текст] / М. В. Кирсанов // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика : зб. наук. праць. – Випуск 2. – Дніпропетровськ : Нова ідеологія, 2010. – С. 107–114.

4. Ландау Л. Д. Гидродинамика [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 3-е изд., перераб. – М. : Наука, 1986. – 736 с.

5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа [текст] / Л. Г. Лойцянский. – изд. 6-е, перераб. и доп. – М. : Наука, 1987. – 840 с.

6. Ривкин С. Л. Теплофизические свойства воды и водяного пара [Текст] / С. Л. Ривкин, А. А. Александров. –М. : Энергия, 1980. – 424 с.

7. Справочник по технической акустике [Текст] / Под ред. М. Хекла и Х. А. Мюллера. – Л. : Судостроение, 1980. – 440 с.

8. Теплотехника [Текст] /А. П. Баскаков [и др.]; под ред. А. П. Баскакова. – М. : Энергоиздат, 1982. – 264 с.

9. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. I [Текст] / Р. И. Нигматулин. –М. : Наука, 1987. – 464 с.

Рукопись поступила 31.05.2011 г.

УДК 66.045

Клевцур О.Ю. – студентка, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) *Пульпинский В.Б.* – старший преподаватель, НМетАУ *Перерва В.Я.* – доцент, НМетАУ

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОГО, АНАЛИТИЧЕСКОГО И ИНЖЕНЕРНОГО МЕТОДОВ РАСЧЕТА НАГРЕВА ТЕЛ ПРОСТОЙ ФОРМЫ

Нелинейные задачи теплопроводности решают с помощью приближенных инженерных методов расчета, численных и численноаналитических методов. В данной статье рассматривается численно-аналитический метод, основанный на использовании аналитического решения при граничных условиях II рода, и сравнивается с аналитическим и инженерным методами расчета нагрева тел простой формы. Предложенный численно-аналитический метод имеет меньшую погрешность по сравнению с аналитическим решением, чем инженерный метод, и при этом надо учесть, что он может быть использован в инерционном периоде нагрева.

Ключевые слова: тела простой формы; нагрев; методы расчета.

Введение и постановка задачи исследования

Аналитическое решение задач нагрева материалов затрудняется при изменении теплофизических свойств нагреваемых тел, в зависимости от температуры, а также при внешнем теплообмене излучением, в результате чего задача становится нелинейной. Такие нелинейные задачи теплопровдности решают с помощью приближенных инженерных методов расчета, численных и численно-аналитических методов (ЧАМ). ЧАМ, как и численные методы, требуют применения ЭВМ, но объем подготовительной работы и вычисление при этом, как правило, меньше, поскольку в процедуре ЧАМ только один аргумент – время – становится дискретным, а второй – координата – остается непрерывным [1]. Отпадает необходимость в определении температур по узлам сетки. Расчет может быть выполнен с любой заданной точностью.

ЧАМ основаны на точных аналитических решениях линейного уравнения теплопроводности и поэтому применимы к телам правильной формы (пластине, цилиндру, шару, призме, параллелепипеду, по-

[©] Клевцур О.Ю., Пульпинский В.Б., Перерва В.Я., 2011

лому цилиндру). Это обстоятельство и определяет границу применимости ЧАМ к решению задач нагрева материалов. Если $\Delta \tau$ или $\Delta Fo = a\Delta \tau/R^2$ – интервал времени, а k=1,2,3,... – номер интервала, то температуру в любой точке тела или в среднем по массе можно вычислить только в определенные моменты времени Fo_k = k ΔFo .

Расчетную схему строят на общем решении уравнения теплопроводности при граничных условиях первого, второго или третьего рода: $T_{\text{пов}} = f(\tau), q = f(\tau), T_{\Gamma} = f(\tau).$

В данной статье предлагается рассмотреть ЧАМ, основанный на использовании аналитического решения при граничных условиях II рода, приведенных в литературе [2] и сравнить ЧАМ, аналитический и инженерный методы расчета нагрева тел простой формы.

Вывод численно-аналитического решения задачи теплопроводности

Если в определенный момент тело нагревается при постоянном тепловом потоке q (граничные условия II рода) и имеет параболическое начальное распределение температур по сечению, образовавшееся за счет нагрева (охлаждения) при другом постоянном значении плотности теплового потока q_0 , то температурное поле пластины определяется по формуле (VI-43 [2]):

$$t = t_c^0 + \frac{q \cdot S}{2 \cdot \lambda} \cdot \left[2 \cdot Fo + \frac{x^2}{S^2} - \frac{1}{3} + \Phi \right] + \frac{q_0 \cdot S}{2 \cdot \lambda} \left(\frac{1}{3} - \Phi \right), \tag{1}$$

где $\Phi = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4 \cdot (-1)^{l+1}}{\varepsilon_l^2} \cdot \cos\left(\varepsilon_l \cdot \frac{x}{S}\right) e^{-\varepsilon_l^2} \cdot Fo;$ (2)

 $\epsilon_l = l \cdot \pi$ (l=1,2,3...); t⁰_c – температура середины в начале нагрева, °C; S – расчетный размер нагреваемой пластины, м; x – координата по толщине нагреваемого тела, м.

Если весь процесс нагрева разбить на N интервалов длительностью $\Delta \tau$ и записать аналитическое решение для каждого такого интервала, то получим выражение для определения температуры тела в конце k-ого интервала в любой координате по толщине пластины $0 \le x \le S$.

$$t_{k,x} = t_{c_{k-1}} + \frac{\overline{q}_k \cdot S}{2 \cdot \lambda_k} \cdot \left[2 \cdot \Delta Fo + \frac{x^2}{S^2} - \frac{1}{3} + \Phi \right] + \frac{\overline{q}_{k-1} \cdot S}{2 \cdot \lambda_{k-1}} \cdot \left(\frac{1}{3} - \Phi \right), \quad (3)$$

где
$$\Delta Fo = \frac{\lambda_k}{\rho \cdot c_k} \cdot \frac{\Delta \tau_k}{S^2};$$
 (4)

 $\Delta \tau_k$ – продолжительность k-ого интервала; k – номер интервала времени k = 1, 2, 3...N; \overline{q}_k и \overline{q}_{k-1} – плотности теплового потока в k-ом и k–1 интервалах.

Выражение $\overline{q}_{k-1} \cdot S/(2 \cdot \lambda_{k-1})$ приближенно можно представить как перепад температур по сечению, полученный на предыдущем интервале по времени.

При расчетах температурного режима работы печей достаточно знать значения температуры поверхности t_n , середины t_c и среднемассовой t_M температуры в любой момент времени. Это обстоятельство облегчает расчет нагрева металла по сравнению с численными методами. Для этих температур выражение (3) примет вид:

$$t_{\Pi K} = t_{c_{K-1}} + \frac{\overline{q}_{k} \cdot S}{2 \cdot \lambda_{k}} \cdot \left[2 \cdot \Delta F o + \frac{2}{3} + \Phi_{\Pi O B} \right] + \Delta t_{K-1} \left(\frac{1}{3} - \Phi_{\Pi O B} \right); \quad (5)$$

$$\mathbf{t}_{c\kappa} = \mathbf{t}_{c_{k-1}} + \frac{\overline{\mathbf{q}}_{k} \cdot \mathbf{S}}{2 \cdot \lambda_{k}} \cdot \left[2 \cdot \Delta \mathbf{F} \mathbf{o} - \frac{1}{3} + \Phi_{c} \right] + \Delta \mathbf{t}_{k-1} \left(\frac{1}{3} - \Phi_{c} \right); \tag{6}$$

$$t_{_{MK}} = t_{c_{k-1}} + \frac{q_k \cdot S \cdot \Delta Fo}{\lambda_k} + \frac{\Delta t_{k-1}}{3}, \qquad (7)$$

где
$$\Phi_{\text{пов}} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{-4}{\epsilon_1^2} \cdot e^{-\epsilon_1^2 \cdot \Delta Fo};$$
 (8)

$$\Phi_{c} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4 \cdot (-1)^{l+1}}{\varepsilon_{1}^{2}} \cdot e^{-\varepsilon_{1}^{2} \cdot \Delta Fo} .$$
(9)

Сложность расчета заключается в определении суммы членов ряда. Это связано с тем, что мы не знаем, сколько членов ряда необходимо взять для выполнения расчетов заданной точности. Известно одно: чем больше членов ряда, тем точнее расчет.

Обычно для ручного расчета вполне достаточной погрешностью является расхождение меньше, чем в 1 градус. В этом случае достаточно будет одного члена ряда. Для приближенных расчетов на ЭВМ точность расчета может достигать 0,1 градуса и в зависимости от величины комплекса $q \cdot S/(2 \cdot \lambda)$ и значения Δ Fo количество членов ряда может колебаться от 2 до 10.

Расчеты показывают, что при Δ Fo>0,05 вполне достаточно двух членов ряда при любом значении комплекса q · S/(2 · λ). Для того, чтобы оценить точность вышеприведенного численно-аналитического метода, сравним его с аналитическим методом и с приближенным по методу тепловой диаграммы, решив задачу нагрева пластины при следующих исходных данных:

$$\begin{split} t_{\text{печ}} &= 1000 \ ^{\circ}\text{C} - \text{температура печи;} \\ t_0 &= 20 \ ^{\circ}\text{C} - \text{начальная температура пластины;} \\ \tau &= 3600 \ \text{c} - \text{общая продолжительность нагрева;} \\ \alpha &= 200 \ \text{Bt/}(\text{m}^2 \cdot \text{K}) - \text{коэффициент теплоотдачи;} \\ \lambda &= 35 \ \text{Bt/}(\text{m} \cdot \text{K}) - \text{коэффициент теплопроводности;} \\ \textbf{c}_{\text{M}} &= 700 \ \text{Дж/}(\text{кг} \cdot \text{K}) - \text{удельная теплоемкость металла;} \\ \rho &= 7800 \ \text{кг/m}^3 - \text{плотность металла;} \\ \textbf{S}_{\text{расч}} &= 0,15 \ \text{m} - \text{расчетный размер пластины.} \end{split}$$

Решение задачи аналитическим методом

Алгоритм расчета нагрева пластины при граничных условиях III рода (t_{печ}=const):

1. Определяем число Био:

$$Bi = \frac{\alpha \cdot S}{\lambda}.$$
 (10)

2. Для построения температурной и тепловой диаграмм разобьем весь процесс нагрева на 3 равных периода времени, исходя из условия $Fo \ge 0.3$.

3. Определяем числа Фурье для каждого периода по формулам:

Fo₁ =
$$\frac{\lambda}{\rho \cdot c} \cdot \frac{\tau_1}{S^2}$$
, где $\tau_1 = 1 \cdot \frac{\tau_{\text{общ}}}{3}$; (11)

Fo₂ =
$$\frac{\lambda}{\rho \cdot c} \cdot \frac{\tau_2}{S^2}$$
, где $\tau_2 = 2 \cdot \frac{\tau_{\text{общ}}}{3}$; (12)

Fo₃ =
$$\frac{\lambda}{\rho \cdot c} \cdot \frac{\tau_3}{S^2}$$
, где $\tau_3 = \tau_{\text{общ}}$. (13)

4. Определяем сумму членов ряда для поверхности по формуле [2]:

$$\Phi_{\Pi OB} = \sum \frac{2 \cdot \sin \eta \cdot \cos \eta}{(\eta + \sin \eta \cdot \cos \eta) \cdot \exp(\eta^2 \cdot Fo)} , \qquad (14)$$

где η – корень характеристического уравнения, зависящий от числа Био, значение которого приведено в [2, табл. 4]

5. Определяем температуру поверхности:

$$t_{\Pi} = t_{\Pi e \Psi} - (t_{\Pi e \Psi} - t_0) \cdot \Phi_{\Pi O B} \,. \tag{15}$$

6. Определяем сумму членов ряда для середины:

$$\Phi_{\rm c} = \sum \frac{2 \cdot \sin \eta}{\left(\eta + \sin \eta \cdot \cos \eta\right) \cdot \exp\left(\eta^2 \cdot {\rm Fo}\right)}.$$
(16)

7. Определяем температуру середины по формуле:

$$t_{c} = t_{ney} - (t_{ney} - t_{0}) \cdot \Phi_{c}.$$
 (17)

8. Определяем среднемассовую температуру по формуле:

$$\mathbf{t}_{\mathrm{M}} = \mathbf{t}_{\mathrm{\Pi}} - \frac{\mathbf{K}_{3} - 1}{\mathbf{K}_{3}} \cdot \Delta \mathbf{t}, \qquad (18)$$

где К₃ – функция от числа Био [3, таблица 4.3].

Результаты расчета нагрева металла сводим в таблицу1.

Решение задачи методом тепловой диаграммы

Алгоритм расчета.

1. Плотность теплового потока в начале нагрева рассчитываем по формуле:

$$q_{_{_{Hay}}} = \alpha \cdot (t_{_{\Pi ey}} - t_{_{0}}). \tag{19}$$

2. Разбиваем весь процесс нагрева на 3 периода по времени, исходя из условия $Fo \ge 0,3$. При заданном времени нагрева задача решается итерационным способом следующим образом:

задаемся плотностью теплового потока в конце периода q'кон;

 определяем среднюю плотность теплового потока в периоде путем логарифмического усреднения

$$\overline{q}_{1} = \frac{q_{Hau_{1}} - q_{KOH_{1}}}{\ln \frac{q_{Hau_{1}}}{q_{KOH_{1}}}};$$
(20)

– определяем среднемассовую температуру в конце периода:

$$t_{M_{KOH1}} = t_{M_{Ha41}} + \frac{\Delta \tau \cdot K_1 \cdot \overline{q}_1}{S \cdot \rho \cdot c}; \qquad (21)$$

- определяем перепад температур в конце периода

$$\Delta t_{\text{KOH1}} = \frac{q_{\text{K1}} \cdot S}{2 \cdot \lambda}; \qquad (22)$$

- определяем температуру поверхности в конце периода:

$$t_{\pi_{\text{KOH1}}} = t_{M_{\text{KOH1}}} + \frac{K_3 - 1}{K_3} \cdot \Delta t_{\text{KOH1}};$$
(23)

- уточняем плотность теплового потока в конце периода

$$q_{\text{KOH1}} = \alpha \cdot \left(t_{\text{ney}} - t_{\text{n}_{\text{KOH1}}} \right).$$
(24)

3. Сравниваем уточненную плотность теплового потока с заданной. Если расхождение между этими двумя величинами больше заданной погрешности *εr*, то перезадаемся плотностью теплового потока в конце периода и повторяем расчет до тех пор, пока не будет выполнено условие $(q'_{\text{кон}} - q_{\text{кон}}) \leq \varepsilon r$

Результаты расчета сводим в таблицу 1.

Решение задачи численно-аналитическим методом

Алгоритм расчета нагрева пластины при граничных условиях II рода:

1. Находим начальную плотность теплового потока, по формуле (19).

2. Разбиваем весь процесс нагрева на N интервалов (N = 9).

3. Находим
$$\Delta \tau = \frac{\tau_{\text{общ}}}{N} = \frac{3600}{9} = 400 \,\text{c.}$$
 (25)

Определяем ΔFo.

5. Находим суммы членов ряда для поверхности и середины $\Phi_{\text{пов}}$, Φ_{c} из (8 и 9).

- 6. Задаемся \overline{q}'_k .
- 7. Находим t_{пk} из (5).
- 8. Находим q_k по формуле (19).
- 9. Средняя плотность теплового потока: $\overline{q}_k = 0.5 \cdot (q_{k-1} + q_k)$. (26)
- 10. Если $|\overline{q}'_k \overline{q}_k| \ge \varepsilon r$, то продолжаем расчет с пункта 6.

11. Находим температуру середины пластины t_{ck} и среднемассовую t_{mk} температуру по формулам:

$$\mathbf{t}_{c\kappa} = \mathbf{t}_{c_{k-1}} + \frac{\overline{\mathbf{q}}_{k} \cdot \mathbf{S}}{2 \cdot \lambda} \cdot \left[2 \cdot \Delta \mathbf{F} \mathbf{o} - \frac{1}{3} + \Phi_{c} \right] + \Delta \mathbf{t}_{k-1} \cdot \left(\frac{1}{3} - \Phi_{c} \right); \quad (27)$$

$$\mathbf{t}_{Mk} = \mathbf{t}_{c_{k-1}} + \frac{\overline{\mathbf{q}}_k \cdot \mathbf{S}}{2 \cdot \lambda} \cdot 2 \cdot \Delta \mathbf{F} \mathbf{o} + \Delta \mathbf{t}_{k-1} \cdot \frac{1}{3};$$
(28)

$$\Delta t_k = t_{\pi k} - t_{ck} \,. \tag{29}$$

Результаты расчета сводим в таблицу 1.

Таблица 1

		t _π , °C		t _c , °C			t _M , °C		
τ, c	Ι	II	III	Ι	II	III	Ι	II	III
0	20	20	20	20	20	20	20	20	20
1200	402	418,9	418,1	136,93	152,96	153,08	227,34	243,66	242,3
2400	524,7	536,05	533,5	309,18	323,72	320,3	382,7	396,14	392,3
3600	620,75	629,59	625,7	448,65	460,06	454,58	507,34	517,88	512,4

Результаты расчетов

				продолжен	ис таолицы т	
	Δt, °C			q, $\kappa BT/m^2$		
τ, c	Ι	II	III	Ι	II	III
0	0	0	0	196	196	196
1200	265,08	265,95	265	119,6	116,2	116,3
2400	215,55	212,33	213,23	95,05	92,8	93,3
3600	172,1	169,53	171,1	75,85	74,08	74,86

Продолжение таблицы 1

В таблице приняты следующие обозначения: І – аналитический метод решения задачи; ІІ – метод тепловой диаграммы; ІІІ – ЧАМ.

Вывод

Результаты расчета показывают, что инженерный метод расчета (метод тепловой диаграммы) практически совпадает с аналитическим решением (погрешность составляет 1,4 % по температуре поверхности в конце нагрева), при этом является более простым и удобным. Однако имеет один существенный недостаток: метод тепловой диаграммы действителен только для регулярного периода нагрева. В то же время для создания математических моделей очень часто приходится определять температурное поле заготовки в инерционном периоде. Предложенный численно-аналитический метод имеет меньшую погрешность по сравнению с аналитическим решением (погрешность составляет 0,8 % по температуре поверхности в конце нагрева), чем инженерный метод, и при этом надо учесть, что в данном примере он использован в инерционном периоде нагрева. ЧАМ в отличие от численных методов не требует большого количества интервалов по времени и вообще не имеет интервалов по координате, т.е. значительно удобнее численных методов. Кроме того ЧАМ, как и любой другой численный метод позволяет изменять теплофизические свойства нагреваемого металла и граничные условия в любом периоде нагрева. Таким образом, предлагаемый численно-аналитический метод рекомендуется использовать при создании математических моделей промышленных печей и при расчете температурного поля металла в процессе его транспортирования.

Список литературы

1. Губинский В. И. Теория пламенных печей / В. И. Губинский, Лу Чжун-У. – М. : Машиностроение, 1995. – 255 с.

2. Тайц Н. Ю. Технология нагрева стали / Тайц Н. Ю. – М. : Металлургиздат, 1962. – 568 с.

3. Румянцев В.Д. Теплотехника / Румянцев В.Д. – Теплотехніка : Навчальний посібник. – Дніпропетровськ : Пороги, 2011. – 543 с.

Рукопись поступила 15.04.2011 г.

УДК 536.5.072.15

Кошлак А.В. – доцент, Днепродзержинский государственный технический университет

ПРОИЗВОДСТВО ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА С ПРОГНОЗИРУЕМЫМИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В статье приводятся экспериментальные данные, на основании которых изучено влияние различных факторов на пористость, теплопроводность, прочность и термостойкость нового теплоизоляционного пористого материала. Приведена математическая модель влияния этих факторов на указанные показатели, с помощью которой можно прогнозировать его свойства.

Ключевые слова: пористые материалы; технологии вспучивания; теплофизические характеристики; математическая модель.

Эффективность использования топливно-энергетических ресурсов Украины в условиях их постоянного дефицита и дороговизны остается крайне низкой. На сегодняшний день одной из стратегических задач курса энергосбережения является снижение топливноэнергетических затрат в различных теплоагрегатах, при возведении и эксплуатации зданий, промышленных установок, аппаратуры трубопроводов, холодильников и т.д. В сложившихся условиях, учитывающих современный энергетический кризис в промышленной и строительной теплоизоляции, возникла острая потребность в разработке и применении эффективных теплоизоляционных материалов для всех отраслевых хозяйств страны. Распространенность природных залежей кремнеземистых пород в регионах Украины (32 месторождения в 12 регионах), дешевое и доступное экологически чистое сырье и технология производства являются важным аргументом для дальнейших исследований, разработок и внедрений новых технологий производства теплоизоляционных материалов на основе гидросиликатов. Исследования в области получения таких теплоизоляционных материалов должны быть направлены на улучшение их теплофизических и конструктивных свойств.

Постановка задачи

Пористые теплоизоляционные материалы имеют широкий круг применения в различных областях техники. Поэтому к данным мате-

[©] Кошлак А.В., 2011

риалам предъявляют и соответствующие требования по интервалу значений теплофизических характеристик, в частности – теплопроводности, термической устойчивости и прочности. Очевидно, что эти показатели взаимозависимы. Поэтому при производстве теплоизоляции следует решать оптимизационные задачи, позволяющие прогнозировать уровень значений названных характеристик.

В литературе [1 – 3] приводится описание состава и свойств нового пористого теплоизоляционного материала, полученного путем вспучивания с применением газообразователей. Состав и процентное соотношение компонентов сырьевой смеси в целом определяют теплофизические свойства конечного материала. Поэтому для его производства важно знать как взаимосвязаны эти компоненты и технологические режимы с некоторыми, наиболее интересующими технологов свойствами, в частности, – теплопроводностью, плотностью и термостойкостью.

Цель работы

Изучить влияние технологических факторов [3] вспучивания сырьевой смеси и ее состава на теплофизические характеристики го-тового пористого теплоизоляционного материала.

Материалы и результаты исследований

Термическое вспучивание водорастворимых кремнистых пород или кремнеземистых материалов техногенного происхождения наблюдается при выделении газообразных продуктов во всем объеме материала, находящегося в пластично-вязком состоянии, в процессе нагрева. Среднетемпературными газообразователями служат гидратная вода, бикарбонат натрия и глина, которые при нагреве образуют газы [3]. Вспучивание газообразованием предполагает, что выделяющийся в процессе газообразования газ остается в гелеобразной пластичной газонепроницаемой фазе, которая кристаллизуется при среднетемпературном воздействии 100 – 120 °C, с образованием ячеистой структуры пор. При этом с материалом происходят следующие превращения:

1) образование геля, насыщенного газообразователями, равномерно распределенного в объеме материала;

2) застывание геля без термического воздействия;

3) гранулирование;

4) вспучивание и образование монодисперсной пористой структуры с фиксированным размером пор, поверхность которой покрыта сплошной пленкой;

5) окончательная кристаллизация гранулы пористого материала при контакте со среднетемпературным теплоносителем.

При предварительной подсушке гранул воздухом с температурой 100 – 120 °С вязкость материала повышается, при этом начинается активное газообразование, которому способствует наличие в исходной смеси гидратной воды, бикарбоната натрия и глины. Интенсивность этого процесса регулируется температурой и временем воздействия теплоносителя, которые подбираются таким образом, что газовые ячейки увеличиваются до определенного, заданного размера, не сливаясь и не схлопываясь. Таким образом, внутренние поверхности газовых ячеек стабилизированы, а наружная поверхность гранул покрыта сплошной пленкой. Время температурного воздействия определяет как структурные характеристики (пористость и размер пор), так и прочностные свойства материала и его термостойкость. Окончательное структурирование материала происходит при более высокой непродолжительной термообработке.

Глина является дополнительным низкотемпературным газообразователем. Сильная щелочь при взаимодействии с оксидом алюминия растворяет защитную окисную пленку на поверхности алюминия:

$$Al_2O_3 + 2 OH \rightarrow 2 AlO_2^- + H_2O_2$$

Алюминий переходит в раствор в виде ионов Al³⁺, при этом выделяются три моля водорода:

$$2 \operatorname{Al} + 6 \operatorname{H}^+ \rightarrow 2 \operatorname{Al}^{3+} + 3 \operatorname{H}_2 \uparrow.$$

Глина повышает термостойкость полученного материала. В результате взаимодействия глины с компонентами смеси под воздействием высоких температур образуются новые химические соединения, обладающие более высокими огнеупорными свойствами.

Для оценки влияния состава сырьевой смеси и термических режимов ее обработки на теплофизические и механические свойства конечного образца разработана математическая модель.

В качестве показателей процесса, характеризующих поведение материала при тепловой и механической нагрузках, были взяты пористость Y_1 , коэффициент теплопроводности Y_2 , модуль Юнга Y_3 и термостойкость материала Y_4 . В качестве факторов, влияющих на эти показатели, использованы содержание глины X_1 , содержание Na₂CO₃ – X_2 , влажность материала X_3 и температура обработки X_4 . Общий вид модели представим следующим образом:

 $Y = b_0 + b_1 X_1 + b_2 X_2 + b_3 X_3 + b_4 X_4 + b_1 X_1^2 + b_2 X_2^2 + b_3 X_3^2 + b_4 X_4^2 + b_{1,2} X_1 X_2 + b_{1,3} X_1 X_3 + b_{1,4} X_1 X_4 + b_{2,3} X_2 X_3 + b_{2,4} X_2 X_4 + b_{3,4} X_3 X_4.$ (1)

Данные, полученные в ходе эксперимента, приведены в таблицах 1, 2. Для построения моделей использовался ортогональный центральный композиционный план второго порядка с ядром 2⁴ [4].

Уровни варьирования факторов							
Х	-1,414	-1	0	+1	+1,414	Δ	
X_1	16,7	25	45	65	73,3	20	
X_2	2,17	3	5	7	7,83	2	
X_3	11,7	20	40	60	68,3	20	
X_4	258,6	300	400	500	541,4	100	

Таблица 1

После проведенных расчетов по алгоритму метода были получены следующие оценки коэффициентов в моделях, приведенные в таблице 2.

Для проверки зависимости влияния факторов и их взаимодействий на показатели, а также адекватности полученных ошибок наблюдений S^2 для каждого показателя в «нулевой» точке $X_1 = X_2 = X_3 = X_4 = 0$ были проведены четыре повторных опыта. Их результаты приведены в таблице 3.

Таблица 2

Оценки коэффициентов в моделях, характеризующих степень влияния факторов и их взаимодействий на показатели

		1	1	'				
N⁰	X1	X_2	X3	X4	Y_1	Y ₂	Y ₃	Y ₄
1	+1	+1	+1	+1	0,181	0,020	16,8	1200
2	-1	+1	+1	+1	0,362	0,031	16,2	800
3	+1	-1	+1	+1	0,395	0,038	35,3	1080
4	-1	-1	+1	+1	0,519	0,076	31,3	760
5	+1	+1	-1	+1	0,154	0,023	39,6	1200
6	-1	+1	-1	+1	0,416	0,035	39	600
7	+1	-1	-1	+1	0,433	0,041	41,9	980
8	-1	-1	-1	+1	0,429	0,039	41	590
9	+1	+1	+1	-1	0,159	0,018	34	1240
10	-1	+1	+1	-1	0,428	0,044	32	810
11	+1	-1	+1	-1	0,444	0,048	37,7	1000
12	-1	-1	+1	-1	0,433	0,046	37	740
13	+1	+1	-1	-1	0,190	0,025	40,6	1190
14	-1	+1	-1	-1	0,388	0,039	39	630
15	+	-	-	-	0,419	0,053	40,9	900
16	-	-	-	-	0,530	0,078	40,4	650
17	-1,414	0	0	0	0,321	0,047	31,4	1200
18	+1,414	0	0	0	0,375	0,051	21,9	800
19	0	-1,414	0	0	0,322	0,046	18,4	960
20	0	+1,414	0	0	0,353	0,050	38	900
21	0	0	-1,414	0	0,421	0,056	15	1100
22	0	0	+1,414	0	0,519	0,076	31	980
23	0	0	0	-1,414	0,283	0,038	17,4	860
24	0	0	0	+1,414	0,480	0,063	36	820
25	0	0	0	0	0,331	0,027	31	840

Таблица 3

Показатель	Значен	ие показал	Дисперсия ошибок		
		ОПЬ	ітах		наблюдений
	1	2	3	4	
Y ₁	67	72	73	68	8,667
Y ₂	0,11	0,10	0,15	0,12	0,00047
Y ₃	28,9	32,2	32,9	30	3,487
Y ₄	820	870	850	820	600

Значения повторных опытов и дисперсий ошибок для показателей Ү

В результате при расчете по формуле оценки дисперсии ошибки наблюдения:

$$S^{2} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{4} (Y_{i} - \overline{Y})^{2}$$
, (2)

где Y_1 – значение показателя Y в i-ом повторном опыте, а \overline{Y} – среднее значение Y в «нулевой» точке, получили дисперсии ошибок наблюдений (табл. 3).

«Пороги значимости» для оценок коэффициентов, характеризующих силу влияния факторов и их эффектов взаимодействия, находились как $h_i \cdot S$, где S – среднее квадратическое отклонение ошибки наблюдения, $h_i = t_{kp} (\alpha; \phi) \cdot \sqrt{c_i}$, $t_{kp} (\alpha; \phi)$ – критическое значение распределения Стьюдента для уровня значимости α и числа степеней свободы ϕ . В проведенных исследованиях $\phi = 3$, $c_1 = 0,05$ для x_i , $c_2 = 0,125$ для x_i^2 , $c_3 = 0,0625$ для $x_i \cdot x_j$, i, j = 1,...4 [5]. В результате расчетов по приведенной выше формуле, полученные для показателей Y «пороги значимости» для оценок коэффициентов приведены в таблице 4.

Таблица 4

Показатели	Пороги значимости					
	Xi	X_i^2	X _i X _j			
Y ₁	2,095	3,312	2,342			
Y_2	0,015	0,024	0,017			
Y ₃	1,329	2,101	1,485			
Y ₄	17,429	27,557	19,486			

«Пороги значимости» для факторов и их взаимодействий

Исключив из моделей факторы и их взаимодействия, величина коэффициентов которых по модулю меньше указанных «порогов значимости», для уровня значимости $\alpha = 0,5$ получили следующие зависимости:

$$\hat{Y}_{1} = 83,52 + 3,736X_{1} + 6,207X_{2} + 14,085X_{3} + 5,255X_{4} - 11,2X_{1}^{2} - 6,95X_{2}^{2} - 7,2X_{3}^{2} - 3,45X_{4}^{2} + 2,5X_{3}X_{4}, R = 0,914;$$
(3)

$$\hat{Y}_{2} = 0,041 - 0,052X_{2} - 0,091X_{3} - 0,016X_{4} + 0,055X_{1}^{2} + 0,075X_{2}^{2} + 0,032X_{3}^{2} + 0,057X_{4}^{2} + 0,019X_{2}X_{3} - (4) - 0,02X_{3}X_{4}, R = 0,876;$$
(4)

$$-0,02X_{3}X_{4}, R = 0,876; \hat{Y}_{3} = 23,332 - 3,796X_{2} - 5,251X_{3} - 3,345X_{4} + ,3,41X_{1}^{2} + 4,185X_{2}^{2} + 3,435X_{4}^{2} - 2,325X_{2}X_{3} - 1,683X_{2}X_{4} - (5) - 2,7X_{3}X_{4}, R = 0,9; \hat{Y}_{4} = 940 + 188,78X_{1} + 52,742X_{2} + 52,984X_{3} + 33,25X_{3}^{2} - -66,75X_{4}^{2} + 48,125X_{1}X_{2} - 24,375X_{1}X_{3}, R = 0,894.$$
(6)

Проверка адекватности полученных моделей проводилась по критерию Фишера. Расчетное значение F статистики находилось по формуле:

$$F_{\rm P} = \frac{S_{\rm OCT}^2}{S^2}.$$
 (7)

Для полученных моделей остаточная дисперсия находилась

$$S_{OCT}^2 = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2,$$
 (8)

где n = 25 – число опытов; m – число коэффициентов в модели.

Полученные остаточные дисперсии, расчетные и табличные значения статистики Фишера приведены в таблице 5.

Таблица 5

Показатели	Значения S _{ост} ² , F _{расч.} , F _{табл.}		
	S_{oct}^{2}	F _{расч}	F _{табл.}
Y ₁	47,34	5,42	8,703
Y ₂	0,0028	6,085	8,703
Y ₃	22,335	6,406	8,703
Y ₄	3229,52	5,383	8,703

Расчетные и табличные значения статистики Фишера

Так как F_p для всех моделей меньше F_{табл.}, то обе модели адекватны с надежностью 0,95 истинной зависимости и могут быть использованы для технологического анализа процесса и прогноза значений показателей Y.

Выводы

Таким образом, основным фактором, определяющим величины пористости, коэффициента теплопроводности, прочности и термостойкости теплоизоляционного пористого материала, является влажность сырьевой смеси перед термообработкой. Термостойкость в большей степени зависит от содержания глины в смеси. Очевидно, что именно эти факторы обеспечивают необходимую интенсивность тепло-массообменных процессов в исходном материале, которая взаимосвязана с основным технологическим показателем – температурой внешнего теплоносителя.

Термодинамические параметры пара определяются температурой теплоносителя и продолжительностью термического контакта с теплоносителем. Таким образом, используя полученные данные, можно прогнозировать свойства пористого материала на стадии проектирования технологического оборудования или процесса.

Список литературы

1. Пат. 27656 UA, МПК С04В14/00. Сировинна суміш для пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г. В., Павленко А. М.; заявник та патентовласник ДДТУ. - № 2007 07203; заявл. 26.06.2007; опубл. 12.11.2007, Бюл. № 18. – 6 с.

2. Пат. 25862 UA, МПК С04В14/00. Сировинна суміш для пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г. В., Павленко А. М., Соколовська І.Є.; заявник та патентовласник ДДТУ. – № 200703899; заявл. 10.04.2007; опублік. 27.08.2007, Бюл. № 13. – 6 с. іл.

3. Пат. 25527 UA, МПК С04В14/00. Спосіб одержання пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г. В., Павленко А. М.; заявник та патентовласник ДДТУ. – № 200703898; заявл. 10.04.2007; опублік. 10.08.2007, Бюл. № 12. – 6 с. іл.

4. Хартман К. и др. Планирование эксперимента в исследовании технологических процессов. – М. : Мир, 1977. – 552 с.

5. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. – М. : Наука, 1976. – 279 с.

Рукопись поступила 10.03.2011 г.

УДК 621.314

Кремнева Е.В. – ассистент, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПИРОЛИЗА БИОМАССЫ В ПЛОТНОМ СЛОЕ С УЧЕТОМ ВТОРИЧНОЙ РЕАКЦИИ РАЗЛОЖЕНИЯ СМОЛЫ

Разработана математическая модель процесса пиролиза биомассы в плотном слое, которая основана на применение многостадийной схемы разложения основных химических компонентов биомассы (целлюлозы, гемицеллюлозы, лигнина) с учетом вторичной реакции разложения смолы в газ. С целью проверки адекватности математической модели проведены экспериментальные исследования процесса пиролиза соломы пшеницы, лузги подсолнечника и древесных опилок при максимальной температуре пиролиза 750 °С. Исследовано влияние вторичной термической обработки пиролизного газа на изменение содержания смолы и состава пиролизного газа. Термическая обработка осуществлялась в плотном слое насадки из боя шамотного кирпича, нагретого до температуры 850 °С. Показано, что математическая модель позволяет производить расчеты выхода основных компонентов биомассы с погрешностью до 20 %.

Ключевые слова: биомасса; пиролиз; математическое моделирование; вторичная термическая обработка; адекватность.

Введение

Социально-экономическое развитие Украины на прямую связано с независимостью и самодостаточностью в энергетических ресурсах. Обеспечение энергетической и экологической безопасности в Украине возможно за счет использования возобновляемых видов топлива, таких, как биомасса.

Среди технологий энергетического использования биомассы наиболее перспективной и широко используемой является пиролиз [1, 2]. Кроме того, пиролиз является неотъемлемой стадией таких процессов переработки, как газификация и сжигание. Внедрение технологий энергетического использования биомассы, основанных на пиролизе, сопряжено с рядом трудностей.

Процесс пиролиза биомассы представляет собой комплекс мгновенно происходящих реакций с большим количеством промежуточных и конечных продуктов. Состав и количество продуктов термиче-

[©] Кремнева Е.В., 2011

ского разложения зависят от: скорости и температуры нагрева; продолжительности процесса пиролиза; среды, в которой проводится разложение; вида используемой биомассы и ее химического состава [1 – 3].

Таким образом, внедрению технологии пиролиза на практике предшествует проведение многочисленных экспериментальных исследований, в результате которых определяются основные технологические характеристики процесса пиролиза (выход смолы, газа, кокса, температурный и временной режимы и проч.).

Решить эту проблему возможно путем математического моделирования процесса пиролиза.

Такая математическая модель процесса пиролиза разработана автором на основе подходов, изложенных в [3 – 6], и отработана применительно к процессу окислительного пиролиза, представлена в работе [2].

Целью данной работы является проверка адекватности разработанной математической модели путем сравнения результатов экспериментальных исследований с результатами, полученными при математическом моделировании процесса пиролиза биомассы в плотном слое.

Для решения поставленной цели в работе решены следующие задачи:

 проведены экспериментальные исследования процесса пиролиза биомассы в плотном слое;

 выполнена обработка результатов экспериментальных исследований, составлены тепловой и материальный балансы процесса пиролиза;

– проведена проверка адекватности разработанной математической модели.

Методика исследований

В основу разработанной математической модели процесса пиролиза положено применение многостадийной схемы разложения химических компонентов биомассы, реализованной с учетом времени пребывания смолы в слое раскаленного кокса и температуры слоя [2].

Многостадийная схема термического разложения биомассы, приведенная на рис. 1, представляется, как сумма отдельных реакций разложения основных элементов биомассы (целлюлозы, гемицеллюлозы и лигнина).

При этом значения констант скоростей для соответствующих реакций термического разложения k_1^{μ} , k_1^{Γ} , k_1^{Λ} , k_2^{μ} , k_2^{Γ} , k_2^{Λ} , k_3^{μ} , k_3^{Γ} ,

 $k_3^{\rm JI}$ и k_4 определяются в соответствии с законом Аррениуса:

$$k_i = k_{0i} \cdot e^{\frac{E_i}{R \cdot T}}$$
(1)

где k_{0i} – предэкспоненциальный множитель, 1/с; E_i – энергия активации, Дж/кмоль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль · К); T – температура биомассы, К.

Значения k_{0i} , E_i , а также значения массовых коэффициентов образования кокса (x^{II} , x^{Γ} , x^{J}) и величины тепловых эффектов реакций (Q), принимаются в соответствии с [3].



Рис. 1. Многостадийная схема разложения биомассы

Такой подход является универсальным и позволяет применять данною схему при математическом моделировании процесса пиролиза любого вида биомассы. Значения тепловых эффектов реакций позволяет определить суммарный тепловой эффект процесса пиролиза в целом, что является важным при составлении общего теплового баланса процесса.

Учет вторичных реакций пиролиза является необходимым условием для устранения несоответствия между экспериментальными наблюдениями и математическими прогнозами.

Для проверки адекватности разработанной математической модели проведена серия экспериментов по анализу процесса пиролиза древесных опилок, лузги подсолнечника и соломы пшеницы в плотном
слое. Суть экспериментов заключалась в анализе характера изменения выхода продуктов пиролиза в зависимости от температуры и времени термической обработки биомассы. Исследования проводились в лаборатории кафедры промышленной теплоэнергетики НМетАУ [7]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки по исследованию процесса пиролиза биомассы в плотном слое: 1 – электропечь № 1; 2 – смолоулавитель; 3 – газгольдер; 4 – газовая горелка; 5 – манометры; 6 – электропечь № 2; 7 – газовый хроматограф; 8 – термоэлектрические термометры; 9 – вторичный прибор для измерения температуры

В процессе исследований проведены две серии экспериментов. Первая серия экспериментов связана с определением выхода кокса, газа и смолы при пиролизе различных видов биомассы.

В ходе экспериментов биомасса взвешивалась и помещалась в реторту диаметром 0,07 м и высотой 0,57 м, которая устанавливалась в предварительно разогретую электропечь № 1 мощность 8 кВт. Выделившиеся в процессе пиролиза газы, поступали в аппарат барботажного типа 2 для очистки газа от содержащихся в нем смол. Очищенный газ поступал в газгольдер 3 емкостью 40 л и дожигался на газовой горелке 4. Периодически из газгольдеров производился отбор проб газа для определения его состава на газовом хроматографе ЛХМ-72.

Вторая серия экспериментов связана с исследованием изменения выхода и состава пиролизного газа при вторичной термической обработке его в плотном слое насадки. В качестве материала для насадки использовался бой шамотного кирпича с размером фракций 3÷8 мм. Шамотный кирпич загружался в реторту (размеры реторты: длина 0,9 м, диаметр 0,05 м), которая помещалась в электропечь № 2. После термической обработки в электропечи № 2 пиролизный газ подвергался очистке и поступал в газгольдер, из которого периодически производился отбор проб для газового анализа также, как и в первой серии экспериментов. В каждой серии исследований было проведено по три эксперимента. По окончании каждого из экспериментов после охлаждения камеры пиролиза производилось взвешивание коксового остатка с точность ±0,5 г.

Мощность электропечи № 1 регулировалась однофазными регуляторами. Давление в рабочей камере электропечи № 1 и газгольдере 3 измерялось техническими манометрами 4. Измерения температуры наружной стенки камеры пиролиза и температуры в центральной части слоя выполнялись с помощью термоэлектрических термометров типа XA с диаметром электродов 0,5 мм. В качестве вторичного прибора, при измерении температур, использовался программно-аппаратный комплекс, позволяющий в режиме реального времени одновременно контролировать до 24 входных сигналов от термоэлектрических термометров. Класс точности комплекса ±0,4 %. Диапазон измерений термо-э.д.с. и напряжений комплекса 0÷100 мВ. Аппаратная часть измерительного комплекса включала в себя персональный компьютер на базе процессора Intel Celeron 733, промышленного интерфейса RS 485, и трех внешних модулей IDAM 7018. Связь с персональным компьютером осуществлялась через плату PCI-7520AR. Программно-аппаратный комплекс для измерения температур тарировался потенциометром ПП-63 с тремя пределами измерения термо-э.д.с. и напряжений 0÷25, 0÷50 и 0÷100 мВ. Основная погрешность измерений потенциометра ПП-63 не превышает для первого предела измерений ±0,025 %, а для второго и третьего ±0,05 % верхнего предела шкалы (в целом класс точности прибора 0,05 %). Перед началом измерений в программу по измерению температур вводилась поправка на температуру свободных концов термопары.

Характеристика исследованных режимов процесса пиролиза в первой и второй сериях экспериментов, принятых для проверки адекватности результатов математического моделирования, приведена в табл. 1.

Таблица 1

Наниорание		Первая серия		Вторая	серия			
Паименование		Рарионти тохио		экспери	ментов			
показателей	1	<u>э э</u>	ежимов	5				
	l ~	2		4	2			
Вид биомассы	Солома	Лузга	Древесные	Лревесны	е опилки			
	пшеницы	подсолнечника	опилки	дровесные опилки				
Вес загружаемой биомассы, кг	0,452	0,477	0,6	0,6	0,6			
Длительность процесса пиролиза, мин	24	30	30	30	35			
Температура пиролиза,°С	640	700	750	700	750			
Температура насадки, °С	-	-	-	800	850			
Длительность процесса вторичной термической обработки пиролизного газа, мин	-	-	-	0,120	0,106			
Средняя скорость фильтрации пиролизного газа в насадке, м/с	-	-	-	0,162	0,184			

Характеристика исследованных режимов процесса пиролиза

При вторичной термической обработке пиролизного газа в электропечи № 2 определялась температура насадки боя шамотного кирпича. Изменение температуры пиролизного газа, проходящего через насадку, определялось расчетным путем. В результате расчета были приняты следующие допущения:

– длина насадки разбивалась на два расчетных участка;

 – длина первого расчетного участка определялась из уравнения теплового баланса между насадкой и газом, при этом температура газа на выходе из первого расчетного участка задавалась равной температуре насадка;

 на первом расчетном участке, со стороны входа газа, температура газа принималась, как средняя между температурой газа на входе и температурой насадки;

на втором расчетном участке, со стороны выхода газа, температура газа принималась равной температуре насадки на всей длине участка.

Результаты экспериментальных исследований

В целом результаты экспериментальных исследований показали, что максимальная температура процесса пиролиза не превышает 750 °С при средней скорости нагрева 25 °С/мин. Типичные результаты измерения температуры в центральной части слоя биомассы для режима № 3 (см. табл. 1) приведены на рис. 3.



Рис. 3. Температура биомассы в центральной части слоя для режима № 3

Температура насадки боя шамотного кирпича, помещенной в электропечь № 2, при проведении исследовании составляла порядка 800 – 850 °C.

Состав пиролизного газа по результатам хроматографического анализа приведен в табл. 2.

Таблица 2

	U		npomnoi	101 0 1 45	u		
Состав пиролизного газаВарианты технологических режимовСостав газа, об.% Q_{μ}^{P} , MДж/м ³ 145,7313,8711,127,410,331,5511,90244,2516,3816,6121,140,461,1613,20337,3216,5617,2918,825,244,6212,56							
технологических режимов	СО	CH ₄	H_{2}	CO_2	O_2	N_2	Q _н , МДж/м ³
1	45,73	13,87	11,1	27,41	0,33	1,55	11,90
2	44,25	16,38	16,61	21,14	0,46	1,16	13,20
3	37,32	16,56	17,29	18,82	5,24	4,62	12,56
4	52,42	15,49	6,23	16,19	4,82	4,83	12,82
5	53,23	15,19	6,14	18,96	3,66	2,80	12,80

Состав пиролизного газа

Как видно из табл. 2 вторичная обработка пиролизного газа (технологические режимы 4 и 5) приводит к снижению содержания водорода в среднем на 60 % и увеличению содержания СО в среднем на 20 %. Это связано с повышением температуры газа при его вторичной обработке до температруы 800 - 850 °C и, как следствие этого, смещением равновесия реакций содержащих СО и H₂ в сторону уменьшения содержания H₂, что подтверждается анализом динамики изменения констант равновесия химических реакций [8].

С целью определения выхода смолы по результатам экспериментальных исследований были составлены материальные балансы для основных химических компонентов, участвующих в процессе пиролиза (см. табл. 3). Приходная часть баланса определялась в соответствии с данными о химическом составе биомассы [9, 10]. Влажность топлива в соответствии с ГОСТ Р 52911-2008 [11] составляла 10 %. Состав смолы и кокса рассчитывался на основании данных об их химическом составе [9, 10]. Количество образовавшейся смолы рассчитывалось по результатам массового баланса по остаточному принципу.

Таблица 3

Статьи баланса	C	Н	0	Ν	А	W	Итого				
		Пр	оиход,кг		I						
Исходное топливо	0,278	0,034	0,219	0,0053	0,004	0,060	0,600				
Расход,кг											
Газ сухой	0,030	0,003	0,047	0,0040	-	-	0,084				
Смола	0,194	0,022	0,103	0,0013	0,003	-	0,323				
Кокс	0,092	0,008	0,032	-	0,001	-	0,133				
Влага топлива	-	-	-	-	-	0,060	0,060				
Итого	0,316	0,033	0,182	0,0053	0,004	0,060	0,600				

Материальный баланс процесса пиролиза по элементам, составленный
на 0.6 кг исходной биомассы для технологического режима № 3

Максимальное значение невязки материального баланса не превышает 16,9 % и связано со значительным содержанием кислорода в исходной биомассе.

Результаты проверки адекватности математической модели

Для проверки адекватности результатов математического моделирования были проведены расчетно-теоретические исследования при помощи разработанной модели. При математическом моделировании использовались результаты экспериментальных исследований. В частности задавались температурные зависимости нагрева слоя биомассы во времени в электропечи № 1, которые аппроксимировались линейными зависимостями. Расчет выполнялся пошагово при количестве расчетных участков, равном 10.

Изменение температуры газа в насадке, помещенной в электропечь № 2, вычислялось расчетным путем. Исходный химический состав биомассы (содержание целлюлозы, гемицеллюлозы и лигнина) для древесных опилок, лузги подсолнечника и соломы пшеницы принимался в соответствии с данными [12, 13].

Результатами математического моделирования являются зависимости изменения выхода газа, смолы и коксового остатка. Для технологического режима № 3 (без учета влаги содержащейся в топливе) эти зависимости приведены на рис. 4.



Рис. 4. Результаты расчета выхода основных компонентов пиролиза (технологический режим № 3)

Сравнение результатов математического моделирования с результатами экспериментальных исследований для основных технологических режимов без учета влаги содержащейся в топливе, приведено в табл. 4 и 5.

Как видно из таблиц 4 и 5, вторичная термическая обработка пиролизного газа приводит к снижению содержания смолы. Длительность вторичной обработки газа в насадке составляет в среднем около 7 сек. при температуре 800 – 850 °С. При этом активно протекают вторичные реакции разложения смолы в газ (см. рис.1). Введение вторичной обработки позволяет снизить содержание смолы в газе на 54 %.

Таблица 4

	1												
Выход компонентов, кг Газ Кокс Смола	Варианты технологических режимов												
		1			2			3					
Выход компонентов, кг	Эксперимент	Расчет	Относит. погрешность, %	Эксперимент	Расчет	Относит. Погрешность, %	Эксперимент	Расчет	Относит. Погрешность, %				
Газ	0,081	0,090	-11,1	0,126	0,141	-11,9	0,084	0,099	-17,8				
Кокс	0,125	0,137	-9,6	0,147	0,153	-4,1	0,133	0,149	-12,03				
Смола	0,201 0,180 10,45 0,156 0,135 13,5		13,5	0,323	0,297	8,0							

Проверка адекватности результатов математического моделирования

Таблица 5

Проверка адекватности результатов математического моделирования

Выход компонентов, кг Газ Кокс Смола	Варианты технологических режимов												
Выход компонентов, кг Газ Кокс Смола		4	5										
Выход компонентов, кг	Эксперимент	Расчет	Относит. погрешность, %	Эксперимент	Расчет	Относит. Погрешность, %							
Газ	0,257	0,27	-5,06	0,246	0,26	-5,69							
Кокс	0,145	0,152	-6,02	0,134	0,141	-5,22							
Смола	0,138	0,119	13,77	0,161	0,140	13,04							

Сравнение результатов экспериментальных и расчетнотеоретических исследований, проведенных при помощи разработанной математической модели, показало, что относительная погрешность определения выхода основных компонентов процесса пиролиза не превышает 20 %. При этом минимальное значение погрешности отмечается при определении выхода кокса и составляет в среднем 7,4 %. Максимальное значение погрешности получено при определении выхода газа и составляет 17,8 %.

Отклонения расчетных значений выхода смолы, кокса и газа от экспериментальных можно объяснить тем, что температура при проведении экспериментальных исследований усреднялась по сечению реторты, при этом действительная локальная температура в отдельных точках могла отличаться от измеренной.

Выводы

1. Разработана математическая модель процесса пиролиза биомассы в плотном слое, которая основана на применении многостадийной схемы разложения основных химических компонентов биомассы (целлюлозы, гемицеллюлозы, лигнина) с учетом вторичной реакции разложения смолы в газ.

2. С целью проверки адекватности проведены экспериментальные исследования процесса пиролиза древесных опилок, лузги подсолнечника и соломы пшеницы в плотном слое. В ходе экспериментов проведены две серии исследований. Первая серия экспериментов связана с определением выхода кокса, газа и смолы при пиролизе различных видов биомассы. Вторая серия экспериментов связанна с исследованием изменения выхода и состава пиролизного газа при вторичной термической обработке его в плотном слое с насадкой из боя шамотного кирпича с размером фракций 3÷8 мм.

3. Получены зависимости изменения выхода газа, смолы и коксового остатка и установлен температурный уровень процесса пиролиза, который составил 750 °С при средней скорости нагрева слоя биомассы 25 °С/мин.

4. Исследовано влияние вторичной обработки пиролизного газа в насадке, заполненной боем шамотного кирпича, при постоянной температуре насадки 800÷850 °C. Определено, что при вторичной обработке содержание смолы в газе снижается в среднем на 54 % при сохранении теплоты сгорания пиролизного газа на уровне 12,8 МДж/м³.

5. Составлены тепловой и материальный балансы процесса пиролиза. Невязка по материальному балансу не превышает 16,9 % для кислорода и связана со значительным содержанием кислорода в исходной биомассе.

6. Проверка адекватности разработанной математической модели производилась путем сравнения расчетных и экспериментальных значений выхода кокса, газа и смолы для исследуемых технологических режимов. Результаты проверки адекватности показали, что данная математическая модель позволяет производить расчеты выхода основных компонентов биомассы с погрешностью до 20 %.

Список литературы

1. Губинский М. В. Исследование процесса термоокислительного пиролиза биомассы в плотном слое / Губинский М. В., Кремнева Е. В., Шишко Ю. В., Усенко А. Ю. // Металлургическая теплотехника.

Сборник научных трудов национальной металлургической академии Украины. – Днепропетровск : Пороги, 2007. – С. 283-291.

2. Кремнева Е. В. Исследование термического разложение биомассы в режиме фильтрационного горения / Кремнева Е. В., Губинский М. В., Шевченко Г. Л., Адаменко Д. С., Шишко Ю. В. // Металлургическая теплотехника. Сборник научных трудов национальной металлургической академии Украины. – Днепропетровск : Пороги, 2009. – С. 283-291.

3. Miller R. S. and Bellan J. A generalized biomass pyrolysis model based on superimposed cellulose, hemicellulose and lignin kinetics / Combust. Sci. and Tech, 1997. – p. 126.

4. Michael L. Boroson. Effects of Extra-particle Secondary Reaction of Fresh tar on liquids yields in hardwood pyrolysis / Michael L. Boroson., Jack B. Howard., John P. Longwell // Tesis Department of Chemical Engineering and Energy Laboratory Massachusetts Institute of Technology, MA 02139, 1990. – p. 8.

5. Prakash N. and T. Karunanithi. Kinetic Modeling in Biomass Pyrolysis – A Review // Department of Chemical Engineering, Annamalai University, Annamalai Nagar. India Journal of Applied Sciences Research, 4(12), 2008. – p. 1627-1636.

6. M.W. van de Weerdhof. Modeling the pyrolysis process of biomass particles // Eindhoven University of Technology Department of mechanical engineering Section Combustion Technology, 2008. - p. 70.

7. Губинский М. В. Определение технологических возможностей получения газового топлива путем пиролиза биомассы / Губинский М. В, Шишко Ю. В., Усенко А. Ю. // Інтегровані технології та енергозбереження // Щоквартальний науково-практичний журнал. – Харків : НТУ «ХПШ», 2001. – № 2. – С. 120-125.

8. Зубилин И. Г., Рудыка В. И. Получение синтез-газов для производства экологически чистых моторных топлив: теория и практика // Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина. Издательский ценрт, Харьков, 2002. – 315 с.

9. Козлов В. Н. Пиролиз древесины. – М.: Издательство АН СССР, 1952. – 279 с.

10. Левин Э.Д. теоретические основы производства древесного угля. – М. : Лесная промышленность, 1980. – 153 с.

11. ГОСТ Р 52911-2008. Топливо твердое минеральное. Метод определения влаги. – Москва: Стандартинформ, 2007.

12. Claudia Juliana Gomez Diaz Understanding Biomass Pyrolysis Kinetics : Improved Modeling Based on Comprehensive Thermokinetic Analysis // Thesis Departament d'Enginyeria Quimica Escola Tecnica Superior d'Enginyeria Industrial de Barcelona Universitat Politecnica de Catalunya, 2006. - p. 106.

13. DoKyoung Lee. Composition of Herbaceous Biomass Feedstocks / DoKyoung Lee., Vance N. Owens., Arvid Boe., Peter Jeranyam // North Central Sun Grant Center South Dakota State University Box 2140C Brookings, SD 57007 June 2007. – p. 16.

Рукопись поступила 15.05.2011 г.

УДК 536.421.4+548.527

Недопекин Ф.В. – д.т.н., проф., Донецкий национальный университет (ДонНУ) **Петренко В.И.** – ДонНУ **Петренко А.А.** – м.н.с., ДонНУ

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ РАСПЛАВА – АНАЛОГ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Образование твердой фазы из расплава рассматривается как процесс, протекающий аналогично мартенситным превращениям твердой фазы, т.е. со скоростью распространения звука и циклически. Принципиальное отличие предложенной модели заключается в том, что кристаллизация осуществляется при постоянном переохлаждении для каждого вещества. Приводятся формулы, полученные теоретическим путем для расчета основных параметров кристаллизации, и примеры конкретных расчетов для конкретных веществ.

Ключевые слова: взрывная кристаллизация; единичный акт кристаллизации; предкристаллизационное переохлаждение; скорость и время кристаллизации.

Введение

Мартенситное превращение – это полиморфные превращения в твердой фазе, когда при определенных температурах происходит изменение кристаллической решетки вещества. Имеются три главных отличительных черты, присущие всем мартенситным превращениям:

– все мартенситные превращения происходят в твердой фазе бездиффузионно, т.е. путем изменения взаимного расположения атомов (или молекул), составляющих кристаллическую решетку, причем относительные смещения соседних атомов малы по сравнению с междуатомным расстоянием (порядка 10 %). Перестройка структуры в микрообластях твердой фазы сводится к деформации её кристаллической ячейки, и конечная фаза при мартенситном превращении может рассматриваться, как однородно деформированная исходная фаза [1, 2];

– другой особенностью всех мартенситных превращений является то, что новая фаза кристалла растет со скоростью, порядка звуковой, и сопровождается акустическим «шумом». Считается, что кристаллы новой фазы растут в твердой фазе со скоростью, порядка зву-

[©] Недопекин Ф.В., Петренко В.И., Петренко А.А., 2011

ковой, и без тепловой активации. Мартенситные превращения составляют основу многочисленных структурных превращений [3, 4];

– третьей особенностью мартенситных превращениях является то, что все мартенситные превращения имеют гистерезисный характер, т.е. переходы γ↔β происходят при разных температурах [4, 5].

Постановка задачи

Все эти стадии структурно-фазового перехода в твердом теле присущи и при фазовых переходах плавление – кристаллизация пл ↔ кр:

– процесс образования твердой фазы из расплава также является структурным превращением и, по мнению многих ученых, также происходит с огромными скоростями [3, 6], т.е. бездиффузионным путем. На термограммах охлаждения любого расплава наблюдается сначала его охлаждение ниже температуры плавления, затем происходит резкий скачок температуры до T_{n} и дальнейшее затвердевание. Таким образом, можно утверждать, что кристаллизация, во всяком случае, на начальном этапе происходит «мгновенно», с очень большими скоростями. Это возможно, если расплав в предкристаллизационный период уже имеет структуру аналогичную структуре твердой фазы. Эта особенность расплава хорошо известна и обычно называется «двориком кристаллизации» [6, 7];

– сегодня экспериментально достоверно установлено, что скорость кристаллизации составляет сотни метров в секунду. Некоторые специалисты уже давно высказывали предположение, что скорость кристаллизации расплавов, также, как и при мартенситных превращениях, возможно, равна скорости звука [3, 7];

– третья особенность фазового перехода пл. \leftrightarrow кр. также, как и при мартенситных превращениях, имеет гистерезисный характер. Температура кристаллизации T _{кр} всегда ниже температуры плавления T_{пл}, их разница T_{пл} – T_{кр} > 0 и называется предкристаллизационным переохлаждением расплава T_{кр}.

Согласно существующим теоретическим моделям кристаллизации считается, что переохлаждение имеет вероятностный характер и зависит от конкретных условий кристаллизации. Из этого предположения следует, что рост твердой фазы возможен и при переохлаждении близком к нулю. Считается, что кристаллизация осуществляется путем диффузии атомов (молекул) в жидкой фазе и присоединения отдельных атомов или молекул из расплава в энергетически выгодные точки на поверхности твердой фазы и их закрепления.

Это противоречит реальным фактам наблюдаемой взрывной кристаллизации, возникающей после достижения в расплаве определенного переохлаждения, у некоторых материалов весьма значительного. Таким образом, процесс «расплав – кристалл» всегда имеет гистерезисный характер, так как $T_{пл}$ никогда не равен $T_{кр}$. Очевидно, что если $T_n = T_{кр}$, то кристаллизация невозможна [2]. Во всех существующих теоретических моделях кристаллизации считается, что величина предкристаллизационного переохлаждения имеет вероятностный характер и зависит от условий проведения эксперимента. Большинство исследователей приводят экспериментальные данные с широким разбросом величины переохлаждения $\Delta T_{кр}$ для одного и того же вещества.

Физическая модель

В данной работе рассматривается физическая модель, в которой кинетика кристаллизации имеет следующие особенности:

– кристаллизация всегда имеет взрывной, пульсирующий характер, т.е. происходит мгновенная кристаллизация некоторого небольшого объема из переохлажденного расплава до тех пор, пока температура на границе раздела фаз не повысится до $T_{n.}$ Этот процесс назовем единичным актом кристаллизации, при котором твердая фаза образуется со скоростью звука. Затем происходит вторая стадия – охлаждение расплава на фронте кристаллизации (ФК) до $T_{кp}$. Естественно, в этом случае образование твердой фазы происходит бездиффузионно;

– скорость кристаллизации принимаем равной скорости звука V_{3B} . Экспериментально максимальные скорости кристаллизации пока не определены из-за их высоких скоростей, однако достоверно установлено, что они составляют сотни м/с [6 – 8]. Если структурно-фазовые мартенситные превращения в твердой фазе могут происходить со скоростью звука, то естественно предположить, что образование твердой фазы из предварительно упорядоченной структуры жидкой фазы у границы раздела фаз, где формируется «дворик кристаллизации» с упорядоченной структурой, тоже возможно со скоростью звука. Поэтому, при дальнейшем рассмотрении будем считать, что скорость кристаллизации из расплавов происходит со скоростью распространения звука V_{3B} при T_{KD} ;

– считаем, что предкристаллизационное переохлаждение является физической const у каждого вещества, т.е. $\Delta T_{kp}^- = \text{const} \neq 0$. Эту величину назовем физическим переохлаждением расплава, т.к. она зависит исключительно от физико-химических характеристик вещества и не зависит от условий кристаллизации. Это подтверждено экспериментальными результатами на ряде простых веществ [8 – 12]. Отсюда следует, что фазовый переход расплав – твердая фаза имеет гистерезисный характер, как и мартенситные превращения в твердой фазе.

На рис. 1 показано постадийное изменение температуры на ФК для одного «единичного акта кристаллизации», где: 1 – теоретически

возможный нагрев кристаллизующегося объема при отсутствии теплообмена с прилегающей средой; 2 – тепловой пакет на границе раздела фаз, аккумулировавший выделившуюся теплоту кристаллизации твердой и жидкой фазами за время единичного акта кристаллизации; 3 – охлаждение границы раздела за счет теплопроводности в момент возникновения следующего элементарного акта кристаллизации.



Рис. 1. Изменение температуры на фронте кристаллизации в момент начала и окончания единичного акта кристаллизации

На рис. 2 показана динамика изменения температуры на границе раздела фаз во времени для «единичного акта кристаллизации» в зависимости от температуры на теплоотводящей поверхности образца T_o . Кристаллизация возникает всегда при $T_{\rm kp}$. В единичном акте кристаллизации время кристаллизации $\tau_{\rm k}$ и толщина закристаллизовавшегося при этом слоя $\chi_{\rm kp}$ всегда постоянны у каждого вещества. В среднем $\tau_{\rm kp} = 10^{-13} - 10^{-11}$ с; $\chi_{\rm kp} = 20 - 3000 \text{ }^0A$. Время охлаждения теплового пакета до T_o на наружной теплоотводящей поверхности образца, в среднем составляет $\tau_{\rm ox} = 10^{-5} - 10^{-8}$ с, т.е. на 5 – 6 порядков больше времени кристаллизации.

Для того, чтобы подтвердить теоретическое предположение, что $\Delta T_{\kappa p}^- = \text{const} \neq 0$, был разработан специальный, новый метод «Баллистического термического анализа» - БТА и проведены исследования на ряде хорошо известных чистых веществах [9 – 12]. Сущность БТА заключается в том, что минимальные и максимальные температуры в образце достигаются по инерции в момент, когда происходит смена тепловых потоков с нагревания на охлаждение и наоборот. В этот момент температурные градиенты в образце равны нулю, и термопара регистрирует истинную температуру по всему объему образца.



Рис. 2. Изменение времени охлаждения ФК в зависимости от температуры на теплоотводящей поверхности T₀

Обычно температуры фазовых переходов регистрируют пирометром Курнакова при непрерывном, «транзитном» нагреве и охлаждении образца. Но в этом случае в образце существуют большие температурные градиенты. Точка расположения термопары и точка начала кристаллизации всегда находятся в разных местах образца. Это означает, что между этими точками обязательно будет значительна разница температур при нагревании и охлаждении. В этом случае аппаратура, регистрирующая температуру, в каждом эксперименте будет регистрировать разные значения «предкристаллизационнного переохлаждения» $\Delta T_{\kappa p}$. На самом деле это обычная экспериментальная ошибка измерений.

Проанализируем кинетику нагревания или охлаждения образца. Образец находится в некоторой нагревательной системе. Нагрев и охлаждение образца может происходить только при наличии в образце температурных градиентов. Температурные градиенты существуют даже в идеальной нагревательной системе, следовательно, по периметру образца температуры будут разные. Термопара находится с одной стороны образца, а «полюс холода» – с противоположной, что на практике всегда имеет место, т.к. точку установки термопары контролировать невозможно даже в малых объемах. При охлаждении кристаллизация начинается на поверхности образца в точке, где его температура минимальна. В этот момент термопара, расположенная в другой точке образца, регистрирует температуру, значительно выше температуры начала кристаллизации. Из-за выделяющейся теплоты кристаллизации в месте её возникновения расплав мгновенно нагревается до Т_{пл}. Весь образец в целом также начинает плавно нагреваться за счет выделяющейся теплоты кристаллизации, и температура в точке расположения термопары тоже начинает повышаться, не достигнув температуры кристаллизации. Именно эту случайную температуру обычно и принимают за предкристаллизационное переохлаждение расплава, хотя это тривиальная экспериментальная ошибка.

Чем выше скорости нагревания или охлаждения, тем больше разброс получаемых результатов при термографировании обычным методом. Поэтому повторяемость экспериментальных результатов низкая. Прибор каждый раз регистрирует разные температуры начала кристаллизации и, следовательно, считается, что величина предкристаллизационного переохлаждения имеет вероятностный характер, хотя это не так. Кроме того, из-за больших температурных градиентов в образце, фазовые переходы на термограммах получаются размытыми, т.е. на записи имеется плавный изгиб в области начала и окончания температуры фазового перехода при плавлении и скачкообразный всплеск температуры при охлаждении.

При термографировании методом БТА эта ошибка практически исключается, т.к. при экстремальных температурах температурные градиенты в образце отсутствуют.

Методом БТА было установлено, что момент плавления регистрируется в виде строго горизонтального участка при T_n . Но самое важное установлено, что температура начала кристаллизации $\Delta T_{\kappa p}$ всегда постоянна. Если температура расплава при охлаждении выше $T_{\kappa p, T}$ то кристаллизации не происходит и вещество может сколь угодно долго находиться в жидком состоянии. В этом случае, при нагревании образца от этой температуры $T > T_{\kappa p}$, на термограмме не наблюдается плавления вообще. Однако, как только температура в образце достигает $T_{\kappa p}$, мгновенно возникает взрывная кристаллизация и при дальнейшем нагревании на термограммах регистрируется горизонтальная линия при температуре плавления образца T_n . Таким образом, метод

БТА позволил установить, что $\Delta T_{\kappa p}^- = \text{const} \neq 0$. У каждого вещества эта величина имеет свое конкретное значение.

В литературе физическая модель взрывной кристаллизации так и не нашла теоретического развития, хотя на её существование указывали давно многие видные специалисты. Главное отличие мартенситных превращений от кристаллизации расплавов заключается в том, что в первом случае энергия тепловыделения очень мала и практически не приводит к нагреванию твердой фазы. При кристаллизации расплавов удельная теплота кристаллизации L огромна, на порядки больше. Например, при мартенситных превращениях в железе при T = 1312 °C энергия тепловыделения составляет всего L = 12 Дж/кг, а удельная теплота кристаллизации L = 272 кДж/кг, т.е. в 23000 раз больше. В других материалах разница между энергиями твердофазных превращений и удельной энергией плавления и кристаллизации еще больше. Естественно, что если отсутствует теплообмен с окружающей средой, то выделившейся удельной теплоты плавления теоретически достаточно, чтобы «разогреть» закристаллизовавшийся объем на десятки и сотни градусов выше температуры его плавления. На основании этого считается, что взрывной механизм кристаллизации невозможен.

Выделившаяся теплота кристаллизации способна «разогреть» кристаллизующийся объем вещества при отсутствии теплоотвода в окружающую среду намного выше температуры плавления $\Delta T_{M}^{+} = \frac{L}{C}$ составит, например:

- для Ge
$$\Delta T_{M}^{+} = 434 \cdot 10^{3} / 404 = 1074^{9} \text{K};$$

- для Al $\Delta T_{M}^{+}=389 \cdot 10^{3}/896=434 {}^{0}$ K; - для Fe $\Delta T_{M}^{+}=272 \cdot 10^{3}/456=597 {}^{0}$ K.

Из этих примеров следует, что без быстрого и эффективного теплоотвода от границы раздела фаз, образование твердой фазы при кристаллизации со скоростью звука в принципе невозможно. Но на практике взрывная кристаллизация происходит. Аналогичная ситуация возникает часто, например, когда расплавленный металл заливается в холодную изложницу и мгновенно образуется тонкая корочка закристаллизовавшегося металла. Температурные градиенты в момент контакта равны бесконечности.

Такая задача решена металлургами и в работе [13]. В предыдущей работе [14] применена та же методика с использованием коэффициентов аккумуляции теплоты твердой и жидкой фазами β .

$$\beta = \sqrt{\lambda c \rho} , \qquad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности в твердой или в жидкой фазах; с – удельная теплоемкость прилегающих фаз при T_n ; ρ – плотность прилегающих фаз.

Методика решения уравнения теплового баланса

Решение уравнения теплового баланса для взрывного режима кристаллизации выполнено в два этапа.

Первый этап: в начальный момент взрывной кристаллизации выделившаяся теплота кристаллизации аккумулируется прилегающими твёрдыми и жидкими фазами, которые находятся при температуре кристаллизации Т_{кр} ниже температуры плавления Т_п.

В этот момент по обе стороны границы раздела фаз сформируется «тепловой пакет» некой толщины X_n , верхняя температура которого равна T_n . При решении этого уравнения получены формулы для расчета длительности единичного акта кристаллизации $\tau_{\kappa p}$, толщины закристаллизовавшегося при этом слоя χ_n , и самое главное – формулу для расчета значения величины предкристаллизационного переохлаждения $\Delta T_{\kappa p}^-$. Результаты расчетов $\Delta T_{\kappa p}^-$ сравниваются с известными экспериментальными результатами.

Второй этап: проводится решение обычного уравнения теплового баланса по отводу тепла из «горячего» теплового пакета в прилегающие жидкую и твердую фазы, находящиеся при температуре кристаллизации. Это уже типичное уравнение теплопроводности, решение которого хорошо известно.

В результате решения уравнения получены формулы для расчета времени охлаждения τ_0 теплового пакета X_n от T_n , до температуры кристаллизации $T_{\kappa p}$, т.е. граница фаз должна охладиться до критического, или физического переохлаждения $\Delta T_{\kappa p}^- = \text{const} \neq 0$, при котором снова возникнет следующий элементарный акт кристаллизации.

Предполагая, что рассмотренная кинетика взрывной кристаллизации верна на микроуровне, то она должна быть справедлива и при рассмотрении динамики затвердевания при массовой кристаллизации, т.е. при затвердевании отливок. В результате получены формулы для расчета скорости затвердевания отливок V_0 , времени затвердевания отливки T_3 , толщины закристаллизовавшегося слоя отливки Z в зависимости от времени затвердевания, объемной скорости затвердевания U отливки и частоты импульсов f единичных актов кристаллизации, которые обычно сопровождаются акустическими и электромагнитными колебаниями.

Решение этих тепловых задач выполнено в [14] и поэтому в данной работе не приводится. Здесь представлены формулы для расчета различных параметров кристаллизации и таблицы с расчетными данными, полученными по предлагаемым формулам в виде, удобном для выполнения инженерных расчетов параметров кристаллизации для конкретных веществ (табл. 1 – 3). Все физические характеристик, используемые в расчетах, взяты из справочников [17, 18].

Таблица 1

No	Расчетные формулы	Расчетный параметр	Расчетные дан-
			ные
1	$1.2792 U^{-1}$	Толщина закристаллизо-	OT 2,4 \cdot 10 $^{\circ}$ <i>M</i> y Si,
	$\chi_{\kappa p} = 1,2/\Re V_{\kappa p}$	вавшегося слоя за один	до 3,12 10 м
-		акт кристаллизации.	y Ka.
2	$\tau_{_{KD}} = 1,27 \Re V_{_{KD}}^{-2}$	Длительность единично-	$OT 4.10^{-11} C Y Si,$
2	· <i>T</i> · <i>T</i>	Го акта кристаллизации.	$\frac{10}{25} \frac{10}{90} \frac{c}{s} \frac{y}{3n}$
3	4σ T V C	Физическое, предкри-	^{0}C ^{0}C 1 ^{1}C 1
	$\Delta T_{\kappa p}^{-} = \frac{10^{-10} \kappa_{\mu} c^{-1} n_{\mu} r^{-1} \kappa_{\mu} c^{-1}}{100 r^{-1} r^{-1}$	сталлизационное переох-	C y J n 122 ⁰ C $x = T_{a}$
	$1,2/L_{nn}\lambda$	лаждение расплава –	122 C y Ie, $270^{0}C y Ee$
1			270 C y 1'e.
4	1 27991	плового пакета на грани-	
	$X_n = \frac{1, 2/\Re L}{\langle n \rangle}$	няювого накета на грани	
	$V_{\kappa p} C \Delta T_{\kappa p}^{-}$	окончания кристаллиза-	
		ции.	
5		Длительность охлажде-	
	$\tau = 5.06$ $\Re L^2$	ния теплового пакета на	
	$v_{ox} = 5,00 \frac{1}{V_{cm}^2 C^2 (\Delta T_0^2 - \Delta T_{cm}^2)^2}$	границе раздела фаз от	
	$\kappa p < 0 = \kappa p / 2$	Т _{пл} до Т _{кр} .	
6	$V_{\rm m}C^2$	Средняя скорость затвер-	Зависит от тем-
	$V_p = \frac{\kappa p}{\Lambda I^2} (\Delta T_0^ \Delta T_{\kappa p}^-)^2$	девания, или скорость	пературы на
	4L	перемещения границы	внешней тепло-
	גוח גו	раздела фаз.	отводящей по-
	NJIN NJIN		верхности, тех-
	$V = K(\Lambda T^{-} - \Lambda T^{-})^{2}$		нического ∆Т- _о .
	$V_p = R(\Delta I_0 \Delta I_{kp})$	D	
1		Время затвердевания от-	
	$t = \frac{3,14L^2\theta^2}{1}$	ливки;	
	$\iota_{3} = \frac{1}{\Re C^{2} \left(\Delta T_{m}^{-} \right) S^{2}}$	<i>Ө</i> – ООЪЕМ ОТЛИВКИ;	
	(5 – площадь поверхности аудотические собрание с собрание с собрание с собрание с с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с с собрание с собрание с собрание с собрание с с собрание с собрание с с собрание с собрание с с собрание с собрание с с собрание с собрание с собрание с собрание с собрание с	
0		Охлаждения.	
0	$Z = (0.56 C L^{-1} \Delta T_m^- \sqrt{\Re}) \sqrt{t_s}$	голщина закристаллизо-	
0			
2	$U = \frac{C(I_{\kappa p} - I_0)}{M} = \frac{\Re}{M}$	твеплевания отливки	
	$2L \sqrt{\pi t_{\kappa p}}$	твердевания отливки.	
10		Частота импульсов актов	
	$f = \frac{V_{\kappa p}}{V_{\kappa p}}$	кристаллизации, сопро-	
	$J = \frac{\tau_{aa}}{\tau_{aa}}$	вождаемых акуст. и	
	0x	эл/магн. колебаниями.	

Перечень формул использованных для расчета параметров кристаллизации

Таблица 2

Пара-	ρ 10 ³ ,	L,	C,	λ,	$\Re \cdot 10^{-5}$,	$V_{_{3B}} \cdot 10^3$,
метр/	<u>гр.</u>	кДж	<u>Дж</u>	<u>Вт</u>	\underline{M}^2	<u>M</u>
Материал	см ³	КГ	кг∙К	м·К	с	с
Na	0,95	117	1390	99,8	7,54	2,63
Al	2,55	389	896	185	8,08	4,73
Si	2,51	1773	929	26,2	1,12	5,9
K	0,85	59,3	763	300	46,2	1,88
Fe	7,86	272	456	29,7	6,5	5,17
Ni	7,77	302	655	100	1,96	4,79
Cu	8,9	239	495	166	3,76	3,46
Ga	5,91	80,1	368	33	1,52	2,9
Ag	9,35	105	237	389	176	2,77
In	7,3	28,5	260	80	4,22	2,32
Sn	7,19	59,6	245	34,3	1,95	2,48
Sb	6,55	163	275	23	1,28	1,89
Те	5,77	137,3	202	1,8	0,15	0,92
Hg	14,2	11,7	141	7,64	0,38	1,47
Bi	10,1	54,7	142	7,29	0,51	1,65
InSb	5,77	68,2	89	15,1	2,94	2,2

Справочные данные физических параметров, используемые при расчетах

Таблица 3

Параметры кристаллизации, полученные расчетным путем по вышеприведенным формулам

Пара-	$T_{\kappa p}$	Хкр 1.0-10	τ_{o}	χ _π		T 7 47	a-3 ((75	T)		f _{гц} ,	ΔΤΚ	ΔΤΚ
метр	10-12	10-10	10-7	10 ⁻⁰ .		$V_p \cdot I0$) ⁻⁵ M/C	при (Т		10°	эксп	теор.	
расчет	с	Μ	с	М	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$								
Мате-					1°C	2°C	4°C	6°C	8°C	10°C	-	35	2.39
риал													
Na	3,16	360	0,76	3,04	93,5	374	1500	3370	5985	9350	13	2,8	4,7
Al	4,6	218	6,84	9,42	6,26	25	100	225	400	625	1,5	40	41,5
Si	0,4	24	11,7	4,6	0,4	1,6	6,4	14,4	25,6	40	0,84	1,8	1,77
K	16,6	3117	7,89	24,2	77,7	314	1243	2800	4980	7770	1,26		
Fe	3,09	1,6	8,57	9,52	3,63	14,5	58	131	232	363	1,16	280	287
Ni	1,09	52	1,85	2,4	5,63	22,5	90	203	360	563	5,6		
Cu	3,98	138	7,37	6,53	3,71	14,9	59,4	134	238	371	1,36	18	12,8
Ga	2,3	666	0,86	1,45	15,3	61,2	245	551	979	1530	11,6	70	69,9
Ag	2,91	805	44,5	35,7	3,56	14,3	57	128	228	356	2,24		
Ge	1,2	41	11,2	4,45	0,9	30							27,8
In	9,96	232	0,94	2,53	48,2	193	771	1735	2300	4820	10	5	5,3
Sn	4,03	99,9	1,88	2,43	10,5	42	168	378	672	1050	5,3	8	6,5
Sb	4,55	86	12,5	4	1,35	5,4	21,6	48,6	87	135	0,8	39	39,6
Те	2,25	20,7	8,2	1,4	0,1	0,4	1,6	3,6	6,4	10	1,23	120	124
Hg	2,26	33	0,12	0,27	2,51	10	40,2	90,4	161	251	83	39	30,5
Bi	2,38	39,3	2,8	1,49	2,78	11,1	44,5	100	178	278	3,6	30	27,9
InSb	7,7	169	0,35	13	0,94	3,7	15	33,8	60	93,8	28,6	53	50

В работе не учитывается анизотропия физических свойств вещества вдоль различных координат, в т.ч. анизотропия энергии связи вдоль различных кристаллографических осей. В работе приняты обозначения:

 \Re – коэффициент температуропроводности – $\sqrt{\frac{M^2}{c}} \sqrt{\frac{M^2}{c}}$;

S – площадь теплоотводящей поверхности отливки - м²;

V_{зв} – скорость звука в жидкой фазе при температуре плавления – м/с;

С – удельная теплоемкость вещества – Дж/(кгК);

- L удельная теплота плавления вещества Дж/кг;
- λ коэффициент теплопроводности Вт/(м·К);
- ρ плотность прилегающих фаз кг/м³;
- V_р скорость затвердевания отливки м/с;
- β коэффициент теплоотдачи или теплопередачи Вт/(м²К).

Выводы

Результаты, полученные в данной работе, имеют важное практическое значение для понимания процессов фазовых переходов плавления – кристаллизации. Предложена новая теоретическая модель процессов взрывной импульсной кристаллизации расплавов. Получены новые формулы для расчёта параметров кристаллизации на микроуровне и при массовой кристаллизации отливок. Приведенные формулы не содержат эмпирических коэффициентов, а только справочные характеристики веществ. Рассмотренная модель взрывной кристаллизации не противоречит классическим представлениям о кинетике кристаллизации, а полученные формулы практически совпадают с аналогичными соотношениями, известными в металлургии, при этом эмпирические коэффициенты, подбираемые экспериментально, приобрели конкретный физический смысл. Формулы приведены в виде, удобном для инженерных расчётов, и доступны для практического использования. В работе приведены примеры конкретных расчётов для ряда широко используемых на практике простых веществ.

Список литературы

1. Ефимов В. А. Разливка и кристаллизация стали. – М. : Металлургия, 1976. 552 с.

2. Баландин Г. Ф. Основы теории формирования отливки. – Ч. II. – М. : Машиностроение, 1979. – 335 с.

3. Чалмерс Б. Теория затвердевания. – М. : Металлургия, 1968. – 288 с.

4. Рыжков В. А. Теоретические основы литейного производства. – М. : Машиностроительная лит-ра, 1961. – 446 с.

5. Леви Л. И., Кантеник С. К. Литейные сплавы. – М. : Высшая школа, 1967. – 435 с.

6. Джексон К., Ульман Д., Хант Дж. В книге проблемы роста кристаллов. – М. : Мир, 1968. –С. 27–86.

7. Шефталь Н. Н. Процессы реального кристаллообразования / Н. Н. Шефталь и др. – Свердловск : Наука. Уральский научный центр, 1977. –192 с.

8. Чернов А. А. Современная кристаллография. – Т. 3. Образование кристаллов / А. А. Чернов, Е. И. Гиваргизов, Х. С. Багдасаров и др. – М. : Наука, 1980. – 407 с.

9. Петренко В. И., Александров В. Д. Письма в ЖТФ. – 1983. – Т. 9, В. 22. – С. 1354–1356.

10. Александров Л. Н. Письма в ЖТФ. – 1982. – Т. 8, В. 6. – С. 368–371.

11. Александров В. Д., Кудзин А. Ю., Петренко В. И. Письма в ЖТФ. – 1987. – Т. 13. – № 18. – С. 1120–1124.

12. Александров В. Д., Кудзин А. Ю., Петренко В. И. Неорганические материалы. – 1990. – Т. 26. – № 10. – С. 2091–2096.

13. Салли И. В. Кристаллизация при сверхбольших скоростях охлаждения. – К. : Наукова думка, 1972. –217 с.

14. Недопекин Ф. В., Петренко А. А. Теоретическая модель и экспериментальные исследования кинетики взрывной кристаллизации расплавов // Вісник Донецького Національного університету. – Сер. А, Вип. 2, 2010. – С. 141–147.

15. Свойства элементов : Справочник / Под ред. М. Е. Дриза. – М. : Металлургия, 1985. – 672 с.

16. Таблицы физических величин : Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1006 с.

Рукопись поступила 10.02.2011 г.

УДК 621.01.216

Павленко А.М. – д.т.н., проф., декан энергетического факультета, Днепродзержинский государственный технический университет (ДГТУ) **Климов Р.А.** — к.т.н., доцент, ДГТУ

ЭФФЕКТЫ НЕСТАБИЛЬНОСТЕЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ЗАКИПАЮЩИХ ЧАСТИЦ ЭМУЛЬСИИ

В данной работе предлагается рассмотрение процессов дробления дисперсной фазы эмульсии. Показана возможность дробления больших капель малыми при вскипании водной фазы в результате резкого сброса давления, с учетом силового воздействия одной капли на другую, основанного на критериях нестабильности Бонда и Вебера. Указано на применимость модели для определения процессов перемещения, деформации либо дробления включений дисперсной фазы.

Ключевые слова: эмульсия; закипание; дробление; ускорение; нестабильность; тепловой поток.

Классическая теория деформации и разрушения капель в зависимости от степени турбулентности потока принадлежит Колмогорову. Он рассматривал данный процесс, как результат проявления большого числа случайных явлений, и на основании теории вероятности получил логарифмическое распределение капель по размерам. Процессы деформации и дробления дисперсной фазы рассматривают многие исследователи [1 – 3], но данные явления требуют дополнительного изучения, которое позволит определить наиболее выгодные в экономическом и экологическом плане параметры для их реализации. В целом же проблему дробления жидких дисперсий в непрерывной среде делят на два направления [2]: дробление жидких капель в эмульсиях и газовых потоках. При рассмотрении данных процессов важным является устойчивость капли к действию сил, которые стремятся ее разрушить. Представленные в литературных источниках расчеты в большинстве случаев основываются на критериях Бонда и Вебера [1, 2], т.е. рассматривают только нестабильности Релея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца, которые наиболее характерны для эмульгирования или дестабилизации дисперсных сред. В [1] изучено влияние каждого рабочего элемента теории дискретно-импульсного ввода энергии на деформацию и возможное последующее дробление капель дискретной жидкой фазы, из чего можно сделать вывод о том, что все элементы

[©] Павленко А.М., Климов Р.А., 2011

ДИВЭ могут приводить к получению микронного диапазона частиц дисперсной фазы. Процессы деформирования и дробления капель при движении в жидкости описаны в [3]. При этом ни одна существующая модель не рассматривает процесс дробления вторичной жидкости с учетом формирования паровой прослойки на границе раздела двух фаз и силового взаимодействия относительно нескольких одновременно закипающих частиц дисперсной фазы. В основном описаны возможные процессы деформации и дробления под действием либо взрывного вскипания, роста паровых пузырей, либо под воздействием каверн, кавитационных полостей в момент их схлопывания, когда возможен наибольший динамический эффект. Но само образование паровой полости (пузырька) принимается гомогенным и рассматриваются лишь максимальные динамические эффекты, в то время как разрушение дисперсной фазы может происходить в любой другой момент времени из-за того, что гидродинамическая обстановка даже в окрестности двух растущих пузырьков является неопределенной и если частица дисперсной фазы находится на каком-то расстоянии от данных пузырей (либо между ними на определенном расстоянии), то эффект дробления данной частицы проявится по достижении максимальной силы, которая превысит критическую, рассчитанную по критериям Вебера или Бонда, но необязательно будет равна тому максимуму, который может действовать в данной системе. Если же рассматривать процесс дробления дисперсной фазы, которая сама закипает, то процесс становится еще более усложненным и требует детального изучения.

Постановка задачи

В соответствии с критериями Вебера и Бонда [1], основными факторами, определяющими дробление дисперсной фазы, соответственно будут: скорость (относительная скорость) *w*, и ускорение *g*, действующие на данную частицу.

Рассмотрим систему, состоящую из двух капель разного размера при их закипании в результате сброса давления, находящихся на расстоянии *h* друг от друга (рис. 1).

Определим силовое взаимодействие, которое может привести к появлению нестабильности. Из совместного рассмотрения критерия Бонда и Вебера [1] с уравнением Релея-Плессета следует, что критические силы, приводящие к появлению неустойчивости Релея-Тейлора или Кельвина-Гельмгольца, соответственно равны:

$$F_{Bo}^{cr} = 40\pi\sigma R_i; \quad F_{We}^{cr} = 30\pi\sigma R_i. \tag{1}$$



Рис. 1. К модели дробления капель

Деформация и дробление, как паровой прослойки, так и капли воды в эмульсиях типа вода-масло, может быть вызвана различным направлением вектора ускорения или вектора скорости. Примем, что деформация, дробление или перемещение будут происходить лишь в том случае, когда вектор ускорения имеет положительное направление и независимо от него вектор скорости также положителен. Будем считать, что капля №1 (рис.1) находится в начале координат, а капля №2 на расстоянии *h* от центра первой капли, т.е. $x_1 = 0, x_2 = h$. При этом принимаем такие допущения:

1) как бы ни было велико ускорение или скорость границы самой частицы, возможные неустойчивости, вызванные ими, не могут разрушить данную границу частицы;

2) если вектор ускорения (скорости) самой границы раздела однонаправлен с вектором ускорения, действующимо на границу частицы со стороны соседней, то результирующий вектор равен действующему на границу со стороны соседней капли.

С учетом данных допущений, ускорение, стремящееся разрушить границу раздела капли № 1, равно:

$$g_{p_{1}} = \begin{cases} \sum_{i=1}^{2} g_{i}; k_{1} \ge 0, k_{2} \ge 0, \\ -\sum_{i=1}^{2} g_{i}; k_{1} \le 0, k_{2} \le 0, \\ g_{2}; k_{1} < 0, k_{2} > 0, \\ -g_{2}; k_{1} > 0, k_{2} < 0, \end{cases}$$
(2)
ГДЕ $g_{i} = k_{i} \frac{R_{i}(x_{i} - R_{1})}{\rho_{M} d_{i}^{3}}; d_{i} = |x_{i} - R_{1}|;$
 $k_{i} = p_{R_{i}} - p_{\infty} + 0.5 w_{R_{i}}^{2} \rho_{M} - \frac{2\rho_{M} w_{R_{i}}^{2} R_{i}^{3}}{d^{3}}.$

 d^3

Тогда сила, вызванная ускорением либо замедлением потока, равна:

$$F_{Bo_1} = 4\pi \rho_{_{\mathcal{M}}} g_{p_1} R_1^3.$$
 (3)

Аналогично можно записать для скорости:

$$w_{p_{1}} = \begin{cases} \sum_{i=1}^{2} w_{i}; w_{R_{1}} \ge 0, w_{R_{2}} \ge 0, \\ -\sum_{i=1}^{2} w_{i}; w_{R_{1}} \le 0, w_{R_{2}} \le 0, \\ w_{2}; w_{R_{1}} < 0, w_{R_{2}} > 0, \\ -w_{2}; w_{R_{1}} > 0, w_{R_{2}} < 0, \end{cases}$$
(4)

где $w_i = w_{R_i} R_i^2 \frac{(x_i - R_1)}{d_i^3}.$

Тогда сила динамического напора:

$$F_{We_{1}} = 6\pi \rho_{M} R_{1}^{2} |w_{p_{1}}| w_{p_{1}}.$$
 (5)

Как известно, капиллярная сила F_{σ} независимо от формы деформированной капли всегда направлена так, чтобы восстановить сферическую форму, т.е. для того, чтобы поверхностная энергия Гиббса была минимальной. Поэтому, если капля по направлению своего движения деформирована в сплющенный эллипсоид, капиллярная сила противодействует внешней силе. Если же она деформирована в удлиненный эллипсоид, то капиллярная сила совпадает по направлению с внешней силой. Отсюда следует, что в процессе деформации форма удлиненного эллипсоида является неустойчивой, тогда как форма сплющенного эллипсоида может быть квазиустойчивой.

Возможно существование минимума данной капиллярной силы. Будем считать, что минимум определяется силой Лапласа и соответствующая сила равна:

$$F_{\sigma_1} = 8\pi\sigma R_1. \tag{6}$$

Таким образом, при превышении внешней силой силы F_{σ} будет происходить деформация данного объема, при равенстве сил – равновесие, а при $F_{\sigma} > F_{Bo,We}$ – отталкивание данного объема без деформации.

Разности между $F_{Bo,We}$ и F_{σ} равны

$$\Delta F_{Bo} = F_{Bo} - F_{\sigma}; \ \Delta F_{We} = F_{We} - F_{\sigma}.$$
⁽⁷⁾

На примере для силы, вызванной ускорением либо замедлением потока, можно записать такие условия: $F_{Bo} \ge F_{Bo}^{cr}$ – дробление; $\Delta F_{Bo} > 0$ – деформация; $\Delta F_{Bo} = 0$ – равновесие; $\Delta F_{Bo} < 0$ – перемещение.

Система уравнений (2) – (7) для частицы \mathbb{N} 2, находящейся на расстоянии *h* от первой частицы, примет вид:

$$g_{p_{2}} = \begin{cases} -\sum_{i=1}^{2} g_{i}; k_{1} \ge 0, k_{2} \ge 0, \\ \sum_{i=1}^{2} g_{i}; k_{1} \le 0, k_{2} \le 0, \\ g_{1}; k_{1} < 0, k_{2} > 0, \\ -g_{1}; k_{1} > 0, k_{2} < 0, \end{cases}; w_{p_{2}} = \begin{cases} -\sum_{i=1}^{2} w_{i}; w_{R_{1}} \ge 0, w_{R_{2}} \ge 0, \\ \sum_{i=1}^{2} w_{i}; w_{R_{1}} \le 0, w_{R_{2}} \le 0, \\ w_{1}; w_{R_{1}} < 0, w_{R_{2}} \le 0, \\ -w_{1}; w_{R_{1}} > 0, w_{R_{2}} < 0, \end{cases}$$
(8)

 $(-g_1, \kappa_1 > 0, \kappa_2 < 0, \qquad [-w_1; w_{R_1} > 0, w_{R_2} < 0,]$ где $g_i = k_i \frac{R_i(x_i - j)}{\rho_{\mathcal{M}} d_i^3}; w_i = w_{R_i} R_i^2 \frac{(x_i - j)}{d_i^3}; d_i = |x_i - j|; j = h - R_2.$

$$F_{Bo_2} = 4\pi \rho_{_{\mathcal{M}}} g_{\,p_2} R_2^3. \tag{9}$$

$$F_{We_2} = 6\pi \rho_{_{\mathcal{M}}} R_2^2 |w_{p_2}| w_{p_2}.$$
(10)

$$F_{\sigma_2} = 8\pi\sigma R_2. \tag{11}$$

Результаты расчетов

В качестве примера рассмотрим две капли эмульсии с $R_{1,0} = 100$ мкм и $R_{2,0} = 10$ мкм, которые находятся на различном расстоянии *h* друг от друга, при начальной температуре 180 °C (130 °C) и соответствующем давлении насыщения. В некоторый момент времени давление понижается до атмосферного, тем самым, вызывая интенсивный рост паровой фазы на границах раздела масло-вода и дальнейший рост границы раздела масло-пар. Исследуем, как изменяются силы, вызывающие перемещение, деформацию или дробление парового объема во времени при различных расстояниях между каплями, на поверхностях большой и малой капель. Результаты расчетов представлены на рис. 2, 3. Из данных рисунков видно, что наибольший эффект в разрушение капель приносит нестабильность типа Релея-Тейлора.

Во всех показанных случаях она играет определяющую роль, в то время как нестабильность типа Кельвина-Гельмгольца также наблюдается (рис. 3а), но лишь после того как ее динамический эффект приведет к разрушению большой капли (из сравнения рис. 2в) и как следствие, разрушения малой капли не произойдет. При небольших расстояниях h (рис. 2в, 2г) разрушение парового объема большой капли будет происходить практически сразу после сброса давления. По мере увеличения расстояния (рис. 2а, 2б) время до разрушения также увеличивается, что и следовало ожидать, переходя в пределе до бесконечности, если не рассматривать силовое взаимодействие между кап-



лями при их сближении и соприкосновении поверхностей.

Рис. 2. Изменение сил, действующих на каплю №1 (рис. 1), во времени при $R_{1,0} = 100$ мкм, $R_{2,0} = 10$ мкм, $t_0 = 180$ °C, $p_{\infty} = 1$ атм, h = 250 мкм (а), h = 200 мкм (б), h = 150 мкм (в), h = 120 мкм (г)



Рис. 3. Изменение сил, действующих на каплю №2 (рис. 1), во времени при $R_{1,0} = 100$ мкм, $R_{2,0} = 10$ мкм, $p_{\infty} = 1$ атм, h = 150 мкм, $t_0 = 180$ °C (а), $t_0 = 130$ °C (б)

При расстоянии между каплями, равному 250 мкм (рис. 2а), т.е. в 2,5 раза превышающем начальный радиус большой капли, дробление будет наблюдаться на втором пике колебаний силы F_{Bo}, в то время как при меньших расстояниях это первый пик. При $\Delta F_{Bo,We} > 0$, $\Delta F_{Bo,We}$ показывает, что в данный момент времени возможно перемещение или деформация объема. Интересным является то, что при расстоянии 150 мкм (рис. 2в, 3а) происходит деформация малой капли до того как она раздробит большую, в то время, как большая капля до этого момента времени даже не будет деформирована. Это можно объяснить тем, что процессы ускорения-замедления поверхности раздела у малой капли протекают гораздо быстрее, а данный пик силы ее деформации (рис. 3а) вызван резким замедлением ее границы раздела, в то время, как граница раздела масло – пар большой капли еще ускоряется. Также необходимо учитывать тот факт, что большая площадь поверхности (больший радиус капли) создает большую окрестность своего воздействия.

Как показано на рис. 36, при снижении начальной температуры до 130 °С даже при расстоянии 150 мкм эффектов дробления или деформации не наблюдается вообще. В результате расчета получено, что снижение начальной температуры со 180 °C до 130 °C при сбросе давления от величины насыщения до атмосферного, для данных радиусов капель, приводит к снижению максимального расстояния, при котором еще возможно дробление в \approx 3 раза.

Выводы

Представленные в [5] фотографии промышленных ЭТС, показывают характерный размер и расстояние между дисперсными частицами. Из данных фотографий следует, что практически всегда близко расположены большие и малые капли эмульсии. Учитывая характерный относительный размер капель и расстояние между ними, можно сделать вывод о том, что при температурах 180 °C и 130 °C дробление будет происходить однозначно. Конечно, для данного типа эмульсий необходимо рассматривать эффекты, происходящие в обратной эмульсии внутри прямой, а также важным остается вопрос о времени зарождения паровой прослойки. Остается невыясненным вопрос о перемещении данных капель, т.к. оно приводит к взаимному перемещению капли воды и пара, вследствие чего паровая прослойка может сорваться. Конечно, наибольшее динамическое воздействие для расчетных капель может быть при их максимальном сближении. В то время, как при больших расстояниях возможен лишь срыв пара, при малых расстояниях и больших начальных температурах возможно и дробление капли воды. Учитывая, что закипание при различных площадях капель происходит не за одно и то же время, можно предсказать еще более интенсивные процессы дробления дисперсной фазы эмульсии.

В целом же данная модель позволяет в достаточно простой постановке рассмотреть процессы дробления больших капель дисперсной фазы соседними малыми каплями при различных начальных температурах и расстояниях между ними. Учет перемещения и слияния капель будет проведен дальнейшим усовершенствованием модели.

Список литературы

1. Долинский А. А. Дискретно-импульсная трансформация энергии в адиабатно вскипающем потоке / А. А. Долинский, Б. И. Басок // Промышленная теплотехника. – 2001. – Т. 23. – № 4–5. – С. 5–20.

2. Шурчкова Ю. А. Анализ механизмов дробления капель при адиабатном вскипании и смешении дисперсных систем / Ю. А. Шурчкова, Т. В. Малишевский // Промышленная теплотехни-ка. – 2000. – Т. 22. – № 1. – С. 17–23.

3. Иваницкий Г. К. Моделирование процессов деформирования и дробления капель при движении в жидкости // Промышленная теплотехника. – 1997. – Т. 19. – № 1. – С. 9–16. 4. Павленко А. М. Кинетика испарения в процессах гомогенизации / А. М. Павленко, Р. А. Климов, Б. И.Басок // Промышленная теплотехника. – 2006. – Т. 28. – № 6. – С. 14–20.

5. Долинский А. А. Теплофизические процессы в эмульсиях / А. А. Долинский, А. М. Павленко, Б. И. Басок. – Киев, Наукова думка, 2005. – 265 с.

Рукопись поступила 10.03.2011 г.

УДК 621.01.216

Павленко А.М. – д.т.н., проф., декан энергетического факультета, Днепродзержинский государственный технический университет (ДГТУ) **Сайко Е.Н.** – аспирант, ДГТУ

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛОТЫ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

В данной работе рассмотрены некоторые аспекты проблемы исследования теплопроводности пористых материалов, в частности, вопросы влияния температуры греющей поверхности на процесс передачи теплоты конвекцией в порах гетерогенных систем.

Ключевые слова: конвективный теплообмен; дисперсный материал; температурный градиент.

Пористые теплоизоляционные материалы представляют собой своеобразный класс неупорядоченных сред, особенности которых затрудняют применение традиционных методов описания структуры [1]. Сложность теоретического описания процесса переноса теплоты в пористых структурах заключается не только в различных механизмах теплопереноса, но и в наличии двух фаз: собственно материала и газонаполненного порового пространства.

Передача теплоты в пористых материалах осуществляется посредством: кондуктивной теплопроводности твердого скелета (каркаса), образующего пористую структуру материала $\lambda_{\text{карк}}$; кондуктивной теплопроводности газа λ_q , находящегося в ячейках пор; излучения между стенками пор (радиационная теплопроводность) λ_p ; конвекции вследствие перемещения газа в порах материала λ_{κ} .

Следует заметить, что элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде не встречаются. Как правило, одновременно имеют место все виды теплообмена, поэтому количественная оценка вклада каждого из них в общую теплопередачу затруднена и доминирует при конкретных термодинамических условиях применения.

Постановка задачи

В ряде случаев конвективный теплообмен, возникающий в порах материала, преобладает над элементарными составляющими теплообмена в пористых материалах. Поэтому теоретический анализ конвективного теплопереноса представляет собой актуальную задачу, кото-

[©] Павленко А.М., Сайко Е.Н., 2011

рая сводится к разработке методики количественной оценки конвективного теплопереноса в порах гетерогенных систем.

В литературных источниках [1] приводится методика оценки характера передачи теплоты в замкнутом объеме, основанная на расчетных числах Грасгофа (Gr) и Прандтля (Pr) для конкретной среды.

Соотношение этих чисел в заданном диапазоне величин дает возможность установить наличие конвективных токов у нагретой поверхности. О точности такой оценки можно судить лишь по изменению интенсивности передачи теплоты при изменении условий теплоподвода. Такая качественная характеристика процесса теплопереноса на, наш взгляд, не отражает реальных физических процессов, происходящих в замкнутых пространствах. Интенсивность гравитационных конвективных течений определяется не только теплофизическими характеристиками контактирующих сред, масштабными факторами, но и ориентацией греющей поверхности в пространстве. Тепло передается от поверхности в пристеночных областях, толщина которых достаточно мала. Если взять ее в качестве масштабного фактора для уравнения Грасгофа, то число Gr не будет превышать критического значения, соответствующего теплопередаче теплопроводностью. Но при нагреве пространства через боковые поверхности конвективные течения присутствуют всегда. И вопрос о том, какой вклад они вносят в теплопередачу, остается актуальным.

Таким образом, целью настоящей статьи является разработка математической модели конвекции внутри поры материала, решение уравнений модели и сопоставление с соответствующими теоретическими положениями.

Результаты работы

Симуляцию процесса переноса теплоты конвекцией выполняли с использованием прикладного программного пакета Flow Vision [2]. В качестве переменных величин выбирали размеры замкнутой ячейки и температуры поверхности раздела твердое тело – газ. Для численного решения уравнений Навье-Стокса и неразрывности, описывающих конвективные течения, использована консервативная схема расчета нестационарных уравнений в частных производных. Решение приведено на рисунке 1 (размер поры 2 мм, разность температур на противоположных вертикальных стенках 50 °C).

Инфо [Векто	ра из Скорость]			<u> </u>	*	× ×	<i>,</i>	 ~	· .		÷	K.		<u></u>
69			¥											
Цвет	Значение	T	Ŷ											
	0.657052		ĸ											
	0.591443													
	0.525835													
	0.460227								- 0					
	0.394618													
	0.32901													
	0.263401													
	0.197793													
	0.132184													
	0.0665759													
	0.000967522													
J														





б) распределение температур газа (изолинии для температуры)

Рис.1. Результаты расчета конвективных течений

По оценке работы [1] конвективного переноса в указаной полости быть не должно. На рисунке 1 видно, что вдоль стенок формируются слои с относительно высокой скоростью течения у вертикальных поверхностей. Изолинии в центре стремятся к горизонтальному положению. Такое распределение потоков оказалось характерным для всех расчетных случаев (размеров пор 1 – 8 мм). При больших числах Gr формируется течение газа от нагретой поверхности. Именно для этих случаев в литературе [1] приведены критические числа Gr, которые формализуют процесс теплопередачи в замкнутой области. Но конвективный перенос тепла может происходить и вдоль поверхности, при этом в центре полости движение отсутствует. Такой случай в литературе [1] рассматривается, как передача теплоты теплопроводностью. Очевидно, что перенос энергии в граничном слое может быть весомым для тех размеров пор (1 – 8 мм), в которых стандартные оценки передачи тепла указывают на отсутствие конвективной составляюшей.

Для оценки интенсивности пограничного переноса теплоты разработана математическая модель, связывающая температуру поверхности со скоростью конвективного течения [3].

Математическая модель гравитационной конвекции включает уравнения Навье-Стокса:

$$\rho \left[\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla) V \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 V + \frac{1}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot V) + \rho g ; \qquad (1)$$

- уравнения неразрывности (закона сохранения массы)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0; \qquad (2)$$

– уравнения переноса тепла (закона сохранения энергии)

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T\right) = \lambda \nabla^2 T ; \qquad (3)$$

- уравнение состояния

$$\rho = \rho(T), \tag{4}$$

где неизвестные функции: V – вектор скорости, p – давление, T – абсолютная температура газа, ρ – плотность, η – динамическая вязкость, λ – теплопроводность, t – время, g – ускорение свободного падения.

Принимаем коэффициенты η , λ , c = const (т.к. имеющиеся в среде разности температур достаточно малы).

Для упрощения прибегают к приближению Буссинеска-Обербека [4].

Пусть T_0 – некоторое значение из интервала изменения температуры в среде, при котором плотность имеет величину $\rho = \rho_0 = \rho(T_0)$. Предположим, что температура *T* в среде мало отклоняется от T_0 . Тогда уравнение состояния можно линеаризовать, оставляя лишь член 1-го порядка малости в разложении функции $\rho(T)$ в ряд Тейлора в окрестности значения T_0 : $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$, где $\beta = -\frac{1}{\rho_0} \partial \rho(T_0) / \partial T$ – коэффициент теплового расширения газа при $T = T_0$.

Зависимость плотности от температуры (4) учитывается лишь в члене с объемной силой тяжести ρg , а в остальных случаях полагают $\rho = \rho_0$. При таких допущениях система (1) – (4) примет вид:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + v \nabla^2 V + [1 - \beta (T - T_0)]g; \qquad (5)$$

$$\nabla \cdot V = 0; \tag{6}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T = a \nabla^2 T , \qquad (7)$$

где $v = \eta/\rho_0 - коэффициент кинематической вязкости; <math>a = \lambda/c\rho_0 - ко-эффициент$ температуропроводности, значения которых соответствуют табличным для $T = T_0$.

Найдем решение граничной задачи

$$\left. \lambda \frac{\partial T(r,\theta)}{\partial r} + \alpha T(r,\theta) \right|_{r=R} = f(\theta) \tag{8}$$

для дифференциального уравнения в частных производных

$$V\frac{\partial T(r,\theta)}{\partial r} = a \cdot \Delta T(r,\theta).$$
(9)

 $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right].$ (10)

Уравнение (10) запишем в виде:

$$\frac{\partial^2 T(r,\theta)}{\partial r^2} + \left(\frac{2}{r} - \frac{V}{a}\right) \frac{\partial T(r,\theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial^2 T(r,\theta)}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial T(r,\theta)}{\partial \theta} \right]$$
(11)

Функцию $f(\theta)$ разложим по полиномам Лежандра

$$f(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n P_n(\cos\theta), \qquad (12)$$

n

$$f_n = \frac{2n+1}{2} \int_0^{\pi} f(\theta_0) P_n(\cos\theta_0) \sin\theta_0 d\theta_0.$$
(13)

где

Приближенное решение граничных задач для уравнения (9) принимает вид:

$$T(r,\theta) \approx R \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \frac{V}{a}(R-r)\right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^n P_n(\cos\theta)}{\lambda \cdot \left(\frac{1}{2}\frac{V}{a}R+n\right) + \alpha \cdot R}.$$
 (14)

Решение уравнения (14) показано на графике рисунка 2.



Рис.2. Решение уравнения (14)
Для вертикальной греющей стенки расчетные значения числа Nu = f(Gr, Pr) приведены на рисунке 3.



(на греющей поверхности)

Выводы

Выполненные расчеты подстверждают наличие конвективных течений на греющей поверхности в замкнутых объемах газа с любыми геометрическими и энергетическими характеристиками.

По расчетным данным можно определить основные этапы теплопередачи и установить их границы. На графике рисунка 3 в интервале времени $\tau = 0 - 0,4$ можно наблюдать релаксационный период теплообмена газа (воздуха) с поверхностью. Если бы конвективный перенос тепла отсутствовал, значение числа Nu приближалось бы к 1, т.е. тепловой поток, передаваемый конвекцией, был бы равен тепловому потоку теплопроводностью. Минимальное значение числа Nu на графике соответствует началу конвективного переноса.

Таким образом, приведенные математическая модель и результаты расчетов дают возможность выполнить количественный анализ конвективного теплопереноса в зависимости от температуры греющей поверхности в замкнутом объеме.

Список литературы

1. Михеев М. А. Основы теплопередачи / М. А.Михеев, И. М. Михеева. – М. : Энергия, 1977. – 344 с.

2. Кондранин Т. В. Применение пакетов прикладных программ при изучении курсов механики жидкости и газа : учебное пособие / Т. В. Кондранин, Б. К. Ткаченко, М. В. Березникова. – М. : МФТИ, 2005. – 104 с.

3. Полежаев В. И. Математическое моделирование конвективного тепломассообмена на основе уравнений Навье-Стокса / В. И. Полежаев, А. В. Бунэ, Н. А. Верезуб. – М. : Наука, 1987. – 275 с.

4. Берковский Б. М. Вычислительный эксперимент в конвекции / Б. М. Берковский, В. К. Полевиков. – Минск : Университетское, 1988. – 167 с. – ISBN : 5-7855-0077-9.

Рукопись поступила 10.03.2011 г.

УДК 536.2 (075):621.771.25

Перерва В.Я. – к.т.н., доцент, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) Шевченко Г.Л. – к.т.н., доцент, НМетАУ Усенко А.Ю. – к.т.н., доцент, НМетАУ Пульпинский В.Б. – старший преподаватель, НМетАУ

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЗАГОТОВОК ПРИ ПРОКАТКЕ НА СОРТОВЫХ СТАНАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭКРАНОВ

Рассмотрен вариант реализации энергоэффективных режимов совместной работы нагревательной печи и прокатного стана, обеспечивающих получение проката заданного качества при минимизации энергозатрат, за счет установки экранной изоляции над рольгангом. Определены основные слагаемые уравнения теплового баланса процесса прокатки и основные потери теплоты раскатом при прокатке. Приведены результаты численных исследований влияния экранирования рольганга на температурное состояние раската при прокатке.

Ключевые слова: экранирование рольганга; раскат; энергоэффективные режимы; температурное состояние.

Введение

В прокатном производстве нагревательные печи и рабочие клети прокатного стана являются наиболее энергоемкими звеньями. Нагрев заготовок перед прокатным станом традиционно проводится в методических нагревательных печах различных конструкций. Выбор температуры нагрева заготовок определяется маркой стали, сортаментом, особенностями технологий прокатки, типом стана, расположением технологических агрегатов и т.п. Одной из основных температур, определяющих весь температурный режим процесса прокатки, является температура конца прокатки. Именно ее величина определяет качество и эксплуатационные характеристики готовой продукции. Реализация энергоэффективных режимов нагрева и прокатки заготовок позволяет получить прокат заданного качества при минимизации энергозатрат на участке нагревательная печь – прокатный стан.

Одним из направлений снижения потерь теплоты при прокатке является установка экранов над рольгангом в межклетьевых промежутках. По данным [1] наиболее эффективными при эксплуатации являются теплоотражательные и теплоизолирующие экраны.

[©] Перерва В.Я., Шевченко Г.Л., Усенко А.Ю., Пульпинский В.Б., 2011

Экспериментальные исследования [2, 3], показывают эффективность и целесообразность применения теплоизолирующих экранов для листовых станов. Аналогичных данных для сортовых станов в литературе практически нет.

Целью данной работы является представление результатов исследования эффективности экранирования сортовых станов и влияния экранов на температуру начала и конца прокатки.

Постановка задачи

Существенным фактором, определяющим температурный режим прокатки, являются потери теплоты при транспортировке раската по рольгангу. Снижение этих потерь позволяет уменьшить разницу между температурой начала и конца прокатки, компенсировать рост усилий прокатки и рост потребления электроэнергии, а также выровнять нагрузку на привод стана при прокатке переднего и заднего концов заготовки, особенно при снижении температуры нагрева заготовок в печи.

Снижение температуры раската при движении в межклетьевых промежутках происходит, в основном, вследствие потерь теплоты:

• излучением в окружающую среду;

• теплопроводностью (передача теплоты валкам, роликам рольганга и другим частям стана);

• конвекцией к окружающему воздуху.

Для оценки потенциальных возможностей установки экранов на сортовых станах была разработана балансовая модель, на основе уравнения суммарного теплового баланса процесса прокатки. В общем виде это уравнение выглядит следующим образом:

$$\mathbf{c} \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{dt} = (-\mathbf{Q}_{\mu_{3\pi}} - \mathbf{Q}_{\kappa_{0H}} + \mathbf{Q}_{_{9\kappa_{3}}} + \mathbf{Q}_{_{ge\varphi}} - \mathbf{Q}_{_{Ba_{\pi}}}) \cdot \mathbf{d\tau}, \qquad (1)$$

где с – теплоемкость металла при средней температуре, Дж/(кг· °С); т – масса прокатываемого металла, кг; dt – изменение среднемассовой температуры заготовки в процессе прокатки, °С; $Q_{изл}$ – потери теплоты излучением, Вт; Q_{KOH} – потери теплоты конвекцией, Вт; $Q_{ЭK3}$ – тепловыделение в результате экзотермических реакций окисления металла, Вт; $Q_{ДЕФ}$ – тепловыделение в результате превращения работы деформации металла в тепловую энергию, Вт; $Q_{ВАЛ}$ – потери теплоты раскатом, вследствие его соприкосновения с рабочими валками, при движении между клетями, Вт.

Такой подход позволяет учитывать вклад каждого слагаемого расходной части в формирование температурного поля раската.

Оценка факторов, влияющих на температурное состояние раската в процессе прокатки, уравнение (1), проводили на основе следующих допущений:

– температурный градиент по толщине, ширине, и длине охлаждаемого металла отсутствует;

 тепловое излучение с верхней и нижней поверхности раската одинаково;

– теплоемкость в расчетном диапазоне изменения температуры раската принята постоянной величиной, характерной для средней температуры прокатки.

Анализ результатов по балансовой модели был выполнен для условий прокатного стана 550-2 завода им. Петровского. При прокатке швеллера, определяющими потерями теплоты по всей длине рольганга являются потери теплоты излучением, которые составляют 93 -95 %. Существенными потерями теплоты, особенно в чистовых клетях, являются потери теплоты конвекцией, доля которых достигает 5 – 7 %. Суммарная доля остальных составляющих баланса – теплоты экзотермических реакций, теплоты выделяемой при деформации металла и потерь теплоты к валкам, не превышает 1 %, что подтверждается данными [4, 5]. Следует отметить, что в настоящее время отсутствуют надежные методики расчета этих составляющих теплового баланса. При прокатке автообода в первых клетях, кроме потерь излучением и конвекцией, потери в валках составляют 2 %, что обусловлено особенностями формирования раската, в частности, большой поверхностью контакта заготовки. Далее, эти потери уменьшаются и определяющими потерями, как и при прокатке швеллера, являются потери излучением и конвекцией: 92 – 94 % и 5 – 6 %, соответственно. Время движения автообода между клетями № 1 – 4 составляет около 25 % всего времени прокатки.

Таким образом, расчеты показывают, что выделение теплоты в заготовке, при прокатке швеллера и автообода, за счет деформации металла $Q_{\text{ДЕ}\Phi}$ и экзотермических реакций окисления $Q_{\text{ЭК3}}$ на всей протяженности рольганга в исследованном диапазоне температур (1200 – 850 °C) не превышает 2 %. Влияние составляющих $Q_{\text{ДЕ}\Phi}$ и $Q_{\text{ЭК3}}$ может быть нивелировано дополнительным (неучтенным в модели) охлаждением раската, вследствие попадания на него воды при гидросбиве окалины, и охлаждением валков.

Таким образом, расчеты по балансовой модели показали, что определяющими потерями при прокатке швеллера и автообода являются потери излучением. Снижение этих потерь можно осуществить за счет установки экранов над рольгангом. Для более детального исследования изменения температурных и энергосиловых параметров нагрева и прокатки заготовок на экранированном рольганге была разработана математическая модель, позволяющая получить значение температуры раската по клетям, температуры экранов и затраты электроэнергии на стане.

Результаты исследований

Математическая модель разработана для условий прокатного стана 550-2 завода им. Петровского. Перед прокатным станом установлена четырехзонная методическая печь с шагающим подом производительностью до 90 т/ч. В качестве топлива используется природный газ. Нагрев заготовок осуществляется до температуры 1210 °C. После нагрева заготовку перемещают на рольганг и передают на рабочие клети. По технологическим требованиям температура конца проката должна быть в среднем 850 °C.

Адаптация модели проводилась путем сравнения расчетных и экспериментальных данных. Экспериментальные данные получены в ходе прямого измерения температуры раската на открытом стане при прокатке сорта (швеллер, автообод), при ритмичном режиме работы стана. Расхождение расчетных и экспериментальных данных для исследованных режимов работы стана составило 10 – 15 %.

Для оценки эффективности установки экранов и их влияния на изменение температуры раската, с помощью разработанной математической модели, были проведены расчеты по определению конечной температуры раската и определению температуры экрана. Эти расчеты позволили определить граничное снижение температуры металла на выходе из печи, при котором достигается требуемое значение температуры конца прокатки и скорость изменения температуры экрана в процессе прокатки.

Для оценки эффективности экранирования рольганга выполнены расчеты на численной модели, которые показали качественно схожие результаты, как для швеллера, так и для автообода. Для примера, на рис. 1 приведены результаты моделирования охлаждения раската при прокатке автообода с использованием экранов во всех межклетьевых промежутках.

Расчеты показали, что установка экранной изоляции над рольгангом позволяет снизить потери теплоты излучением при прокатке, что повышает температуру конца прокатки на 100 – 120 °C, увеличивая среднемассовую температура раската на 40 – 60 °C. Это может быть использовано для снижения начальной температуры металла на выходе из печи. Так, при снижении начальной температуры нагрева металла с 1200 до 1125 °C, температура конца прокатки составляет 850 – 860 °C, что соответствует минимальному допустимому значению, определяемому технологией для большинства конструкционных и некоторых инструментальных сталей. Такой уровень температуры обеспечит надежную работу стана и не повлияет на качество получаемого проката.



Номер клети

Рис. 1. Изменение температуры раската по клетям прокатного стана:

1 – температура нагрева 1200 °С, прокатка без экранирования рольганга;

2 – температура нагрева 1200 °С, прокатка с экранированием рольганга;

3 – температура нагрева 1125 °C, прокатка с экранированием рольганга

Выводы

Анализ балансовой модели показал, что основными потерями при прокатке швеллера и автообода являются потери теплоты излучением (92 – 95 %) и конвекцией (5 – 7 %). Снижение этих потерь возможно путем экранирования рольганга между клетями.

Численное моделирование показало, что установка экранов над рольгангом позволяет обеспечить равномерное снижение температуры раската по длине рольганга, снизить температуру начала прокатки на 70 – 100 °C, с сохранением температурного режима прокатки в соответствии с технологическими требованиями – температура конца прокатки составляет 850 – 860 °C. Это позволяет снизить расход топлива и величину угара металла в печи.

Список литературы

1. Перерва В. Я. Исследование влияния экранирования рольганга на температуру раската при прокатке / В. Я. Перерва. – Металлургическая теплотехника : сборник научных трудов. – Днепропетровск : НМетАУ. – 2002. – Т. 8. – С. 95–98.

2. Хлопонин В. Н. Разработка теплосохраняющих экранов для промежуточного рольганга широкополосного стана (ШПС) горячей прокатки / Хлопонин В. Н., Белянский А. Д., Корышев А. Н. // Сталь. – 1994. – № 5. – С. 52–55.

3. Остапенко А. П. Разработка системы экранирования промежуточного рольганга ШПС / А. П. Остапенко, М. Д. Тесля, В. Е. Зеленский [и др.] // Сталь. – 1997. – № 2. – С. 50–53.

4. Коновалов Ю. В. Расчет параметров листовой прокатки : справочник / Ю. В. Коновалов, А. Л. Остапенко, В. И. Пономарев. – М. : Металлургия, 1986. – 460 с.

5. Шандор Г. Расчет усилий и энергии при пластической деформации металлов / Г. Шандор : пер. с англ. И. С. Победина, И. М. Мееровича. – М. : Металлургиздат, 1958. – 419 с.

Рукопись поступила 12.04.2011 г.

УДК 621.314

Пивняк Г.Г. – академик НАН Украины, ректор Государственного ВУЗ «Национальный горный университет» (НГУ) **Дрешпак Н.С.** – ассистент, НГУ

РЕЖИМЫ ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА РАЗЪЕМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ДЕТАЛЕЙ МАШИН

Создана математическая модель для анализа теплового процесса индукционного нагрева соединений деталей с целью их демонтажа. Обоснована необходимость использования численного метода расчета теплового процесса, который протекает в поперечном разрезе нагреваемой втулки. Определено влияние электромагнитных параметров на характеристики нагревания.

Ключевые слова: индукционный нагрев; посадка с натягом; демонтаж соединений.

Постановка проблемы

В машиностроении часто применяют соединения цилиндрических деталей (втулки и вала) посадкой с натягом. Соединения просты в исполнении, а неподвижность деталей обеспечивается механическими напряжениями, возникающими в материале благодаря деформации контактных поверхностей. При наличии крутящего момента, прикладываемого к втулке, ее неподвижность сохраняется благодаря значительной поверхности контакта с валом и относительно малой толщине, т.е. втулка выполняется тонкостенной. Примерами таких соединений служат посадки на вал внутренних колец подшипников, а также буртов, бандажей, фиксирующих положение одних деталей относительно других [2].

Часто ремонт механизмов предусматривает демонтаж соединений деталей. Для этого используют съемники, которые обеспечивают перемещение втулки по валу благодаря приложенному осевому усилию. Такое перемещение сопровождается повреждением поверхности вала. Образуются царапины. После нескольких ремонтов вал становится непригодным к эксплуатации.

Нагрев втулки в процессе демонтажа соединения позволяет избежать нежелательных последствий. В результате нагрева втулка

[©] Пивняк Г.Г., Дрешпак Н.С., 2011

расширяется, и ее снимают с вала без повреждений. Интенсивный нагрев втулки можно обеспечить индукционным методом. При этом время выполнения операции сокращается, что способствует повышению энергетической эффективности процесса. Важно, чтобы втулка и вал имели разные температуры поверхностей в зоне соединения. Это обеспечит ликвидацию натяга посадки и создание зазора, необходимого для беспрепятственного съема втулки с вала. На рис. 1. показана стальная втулка 1, посаженная на стальной вал 2 с натягом. На поверхности втулки расположена обмотка индуктора 3, выполненная в виде соленоида. Такое расположение обмотки способствует активному нагреванию втулки и созданию необходимой разницы температур $\Delta T_{\rm T}$ в зоне соединенных поверхностей.

Задача состояла в определении режима индукционного нагрева, гарантирующего выполнение операции демонтажа при незначительной мощности источника питания. В работе [1] показано, что для выполнения этого условия целесообразно использовать одномерное магнитное поле. Путем проведения экспериментальных исследований непосредственно на реальном объекте осуществляют выравнивание параметров магнитного поля на поверхности втулки и идентифицируют контактную тепловую проводимость между соединенными деталями [1]. Это позволяет с достаточной для практики точностью определить значение удельной поверхностной мощности P₀, которая обеспечивает ликвидацию натяга посадки. Создание необходимой картины магнитного поля и ограничение области его действия размерам втулки позволило рассматривать электромагнитные процессы в системе нагрева как такие, которые возникают в продольном магнитном поле, которое действует в сплошном однородном цилиндре. Это значительно упростило анализ, позволило применить известный математический аппарат [7], который определяет связь между параметрами магнитного поля на поверхности втулки и электрическими, магнитными параметрами материала, подлежащего нагреву. При этом учитывается зависимость относительной магнитной проницаемости материала от напряженности магнитного поля, что повышает точность расчета параметров режима.

Цель работы

Статья посвящена созданию математической модели и определению влияния параметров электромагнитного поля на тепловые процессы, протекающие при нагревании разъемных соединений деталей.

Изложение материала исследования

Процесс индукционного нагрева втулки в однородном продольном магнитном поле описывается дифференциальным уравнением теплопроводности в частных производных [7]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial T}{\partial R} \right) = \frac{a}{\lambda} \cdot \omega, \qquad (1)$$

где Т – температура, °С; R – переменный радиус, м; а – температуропроводность, м²/с; t – время нагрева, с; λ – теплопроводность материала втулки, Вт/(м · K); γ – плотность, кг/м³; с – удельная теплоемкость, Дж/(кг · K); ω – объемная плотность источников тепла, распределенных в активном слое, Вт/м³.

В уравнении (1) фигурируют две независимые переменные: радиус втулки R, и время ее нагревания t. Изменение температуры вдоль радиуса втулки и во времени может быть определено путем решения этого уравнения. Будем считать, что объемная плотность источников тепла в активном слое одинакова, т.е. источники тепла в этом поверхностном слое втулки распределены равномерно. Такое предположение оправдано, так как анализ процесса демонтажа втулки предполагает более точный расчет температуры удаленной от источников тепла внутренней поверхности втулки, которая влияет на ликвидацию натяга посадки.



Рис. 1. Расположение индуктора на поверхности втулки: 1 – втулка; 2 – вал; 3 – обмотка индуктора

На рис. 2 показано сечение втулки (B_T) и вала (B_n), а также характерные отметки температур в °С внешней (T_N), внутренней (T_0) поверхностей втулки, температуры окружающей среды (T_0), внутренний (R_2) и внешний (R_1) радиусы втулки. Точки "О" и "N" расположены на внутренней и внешней поверхностях втулки. Глубина активного слоя ξ ограничивает зону действия источников тепла, сосредоточенных у внешней поверхности втулки.



Рис. 2 Перерез втулки $(B_{\rm T})$ и вала $(B_{\rm J})$

Для решения задачи уравнение (1) необходимо дополнить граничными и начальными условиями [3].Будем считать, что теплообмен с внутренней и наружной поверхностей втулки происходит по закону Ньютона, то есть потери тепла из этих поверхностей втулки прямо пропорциональны разнице температур между этими поверхностями и температурой окружающей среды. Тогда действующие условия соответствуют граничным условиям третьего рода [3] и записываются в виде:

- для внутренней поверхности втулки

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial R} = \alpha_{\rm B} (T_{\rm o} - T_{\rm c}); \qquad (2)$$

- для внешней поверхности втулки

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial R} = \alpha_{3}(T_{N} - T_{c}), \qquad (3)$$

где $\alpha_{\rm B}$, $\alpha_{\rm 3}$ – контактная тепловая проводимость и коэффициент теплоотдачи с внешней поверхности втулки.

В формуле (2) сделано предположение о том, что температура вала в процессе индукционного нагрева не меняется и равна температуре внешней среды T_c . Такое предположение является приемлемым, так как считается, что масса вала значительна, и он имеет значительную площадь контакта с окружающей средой. Характерно то, что теплообмен втулки с валом осуществляется в условиях ликвидации натяга посадки. Ясно, что при уменьшении натяга в результате расширения втулки коэффициент α_B уменьшается и это приводит к соответствующему уменьшению теплового потока. Моделирования этого процесса возможно, если в математическую модель ввести зависимость α_B от разницы температур ($T_0 - T_c$).

Правая часть уравнения (1) отражает наличие источников тепла на поверхности втулки. Значение ω может быть неизменным или изменяться во времени. При использовании импульсной формы тока индуктора регулировкой длительности паузы между импульсами создают возможность для реализации простого способа управления процессом нагрева. Моделирование этого процесса предлагается осуществлять путем приравнивания правой части выражения (1) к нулю в период паузы между импульсами тока индуктора.

Исходя из того, что начало нагрева характеризуется одинаковостью температур во всех точках сечения втулки, будем считать, что начальные условия при моделировании соответствуют температуре окружающей среды T_c. Проанализировав особенности сформулированной задачи по расчету теплового процесса, можно прийти к выводу о ее нелинейности. Нелинейность обусловлена зависимостью коэффициента α_в от температуры, а также введением в правую часть уравнения теплопроводности коэффициента, который изменяется во времени и принимает дискретные значения "0" или "1". Существуют также и другие предпосылки нелинейности теплового уравнения и уравнений, соответствующих граничным условиям. Они связаны с зависимостью теплофизических свойств стали от температуры. Речь идет, например, о теплоемкости, теплопроводности материала втулки. Исходя из того, что нагрев соединения деталей осуществляется в ограниченном диапазоне температур, будем считать, что эти параметры меняются в незначительной мере и при моделировании процесса можно пользоваться средними значениями в заданном диапазоне температур.

Исходя из нелинейности уравнения (1) и граничных условий (2), (3) для решения задачи целесообразно использовать численный метод расчета. Численные методы позволяют достаточно точно учесть существующие нелинейности, связывать параметры, которые подлежат изменению, с температурой или временем нагрева непосредственно в период расчета теплового процесса. Наиболее универсальными численными методами решения задач с известными краевыми условиями и уравнением теплопроводности являются разностные методы [4]. При применении конечно-разностных методов область непрерывного изменения координат в пространстве и времени заменяется областью их дискретного изменения (сеткой). Непрерывные функции заменяются дискретными (сеточными), которые определены только в узлах сетки. Вместо дифференциальных операторов вводятся разностные. На рис. 2 показана одномерная решетка, расположенная вдоль радиуса втулки R. Сетка имеет N + 1 узлов. Количество интервалов сетки (шагов) равно N. Введена переменная i, которая определяет координаты узлов (i = 0, 1, 2, ... N). Шаг сетки равен h. Введена сетка для другой переменной – времени t. Обозначим переменной К номер шага во времени. Тогда $t_{\kappa} = K\Delta t$, где $\Delta t - шаг$ сетки по времени, K = 0, 1, 2, ...

В узлах сетки будем определять функцию T_i^K (температуру в °C), что является дискретным аналогом непрерывной функции T (R, t) в уравнении (1). Заменяя частные производные первого и второго порядков в уравнении (1) разностными производными в соответствии с [4, 7] получим:

$$\frac{T_{i}^{K+1} - T_{i}^{K}}{\Delta t} - a(\frac{T_{i+1}^{K+1} - 2T_{i}^{K+1} + T_{i-1}^{K+1}}{h^{2}}) - \frac{a}{R_{i}}(\frac{T_{i+1}^{K+1} - T_{i-1}^{K+1}}{2h}) = \frac{La}{\lambda} \cdot \omega_{i}^{K+1}.$$
 (4)

Граничные условия, соответствующие уравнениям (2) и (3), в виде разностных уравнений приведены ниже:

$$-\lambda(\frac{T_0^{K+1} - T_1^{K+1}}{h}) = \alpha_B^{K+1}(T_0^{K+1} - T_c);$$
(5)

$$-\lambda(\frac{T_{N}^{K+1} - T_{N-1}^{K+1}}{h}) = \alpha_{3}(T_{N}^{K+1} - T_{c}).$$
(6)

Объемная плотность источников тепла может быть выражена через удельную поверхностную мощность P₀ [7].

$$\omega = \frac{P_0}{\xi} \cdot \frac{2R_1}{2R_1 - \xi},\tag{7}$$

где ξ – глубина активного слоя (рис. 2), которая определяется зависимостью, приведенной в [7].

Если считать, что глубина активного слоя, $\xi << R_1$, то (7) можно упростить

$$\omega = \frac{P_0}{\xi}.$$
(8)

Определение дискретной функции объемной плотности в виде ω_i^k позволяет учесть отсутствие источников тепла в зонах, где $R < R_1 - \xi$. Понятно, что шаг сетки h по параметру R следует выбрать таким, чтобы узел сетки совпал со значением $R = R_1 - \xi$. Это позволит четко зафиксировать зону действия источников тепла. Зависимость параметра ω от K позволяет моделировать процессы с постоянными, а также переменными значениями P_0 , что расширяет возможности созданной модели.

Видно, что разностная схема, составленная из уравнений (4), (5), (6) и известных начальных условий, относится к неявным схемам, где по значениям температуры на предыдущем шаге T_i^k определяются по неявным формулам значения температуры на следующем шаге T_i^{k+1} . Для расчета T_i^{k+1} решают систему алгебраических уравнений. Решение системы осуществляются методом прогонки [4]. Характерно то, что неявные схемы обеспечивают абсолютную устойчивость расчета, под которой понимают свойство разностной схемы, которое приводит к уменьшению или, в крайнем случае, к ненакоплению ошибки, связанной с погрешностью определения краевых условий и погрешностями округления значений переменных в процессе расчета.

Метод прогонки предусматривает представление уравнения (4) для каждого шага расчета температуры в сечении втулки в зависимости от времени в виде:

$$A_{i}T_{i-1}^{K+1} - C_{i}T_{i}^{K+1} + B_{i}T_{i+1}^{K+1} = -F_{i}^{K+1}.$$
(9)

Приведение уравнения (4) к виду (9) позволяет определить коэффициенты:

$$A_{i} = -\frac{a}{h} \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{2R_{i}} \right);$$

$$B_{i} = -\frac{a}{h} \left(\frac{1}{h} + \frac{1}{2R_{i}} \right);$$

$$C_{i} = -\left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{2a}{h^{2}} \right);$$

$$F_{i}^{K+1} = -\left(\frac{T_{i}^{K}}{\Delta t} + \frac{a}{\lambda} \cdot \omega_{i}^{K+1} \right),$$
(10)

где $R_i = R_2 + ih$.

Значение ω_i^{k+1} определяют из условий

$$\omega_{i}^{K+1} = \begin{cases} \frac{P_{0}}{\xi} \cdot \frac{2R_{1}}{2R_{1} - \xi}, & \text{если} \quad i \ge N - \frac{\xi}{h} \\ 0, & \text{если} \quad i < N - \frac{\xi}{h} \end{cases}.$$
(11)

В результате прямого хода прогонки определяют коэффициенты прогонки $(a_{i+1}^{k+1}, b_{i+1}^{k+1})$ для значений i = 0, 1, 2,... N -1 [6]:

$$a_{i+1}^{k+1} = \frac{B_i}{C_i - a_i^{k+1} \cdot A_i};$$

$$b_{i+1}^{k+1} = \frac{A_i b_i^{k+1} + F_i^{k+1}}{C_i - a_i^{k+1} \cdot A_i}.$$
(12)

Значения коэффициентов прогонки a_1^{k+1} и b_1^{k+1} получат из граничного условия (5), относящегося к поверхности соединения вала с втулкой. Для этого уравнение (5) представляют в виде:

$$T_0^{k+1} = a_1^{k+1} T_1^{k+1} + b_1^{k+1}.$$
 (13)

Отсюда получим

$$a_{1}^{k+1} = \frac{\frac{\lambda}{h}}{\frac{\lambda}{h} + \alpha_{B}^{k+1}};$$

$$b_{1}^{k+1} = \frac{\alpha_{B}^{k+1}}{\frac{\lambda}{h} + \alpha_{B}^{k+1}} \cdot T_{c}.$$
(14)

Коэффициенты χ_N и μ_N получим из граничного условия (6). Для этого это уравнение записывают в виде:

$$T_{N}^{k+1} = \chi_{N} T_{N-1}^{k+1} + \mu_{N}.$$
 (15)

Получим

$$\chi_{\rm N} = \frac{\frac{\lambda}{\rm h}}{\frac{\lambda}{\rm h} + \alpha_{\rm s}};$$

$$\mu_{\rm N} = \frac{\alpha_{\rm s}}{\frac{\lambda}{\rm h} + \alpha_{\rm s}} \cdot T_{\rm c} \cdot$$
(16)

Значение α₃ принято таким, что остается неизменным во времени (не зависит от температуры нагрева втулки).

Значение температуры на поверхности втулки:

$$T_{N}^{k+1} = \frac{\mu_{N} + \chi_{N} b_{N}^{k+1}}{1 - a_{N}^{k+1} \cdot \chi_{N}}.$$
 (17)

В результате обратного хода метода прогонки определяют значение температур T_i^{k+1} . При этом параметр і принимает значение $i = N-1, N-2 \dots 1,0$:

$$T_{i}^{k+1} = a_{i+1}^{k+1} \cdot T_{i+1}^{k+1} + b_{i+1}^{k+1}.$$
 (18)

Цикл расчета по переменной К является внешним по отношению к циклу по і.

Таким образом, разработана математическая модель для исследования нестационарного теплового режима нагрева втулки, соединенной с валом, которая позволяет определить значения температур в сечении вала в зависимости от времени его нагрева. При этом учитываются особенности контакта вала с втулкой. Задача следующих исследований состоит в определении влияния электромагнитных параметров на характер протекания теплового процесса.

Важным параметром, характеризующим процесс ликвидации натяга посадки и обеспечения необходимого для демонтажа соединения зазора между втулкой и валом, разница температур ΔT между внутренней стенкой втулки T_0 и поверхностью вала T_c . Этот параметр напрямую связан со значением контактной тепловой проводимости α_B (рост ΔT приводит к уменьшению α_B), поэтому определение ΔT важно с точки зрения оценки характера протекания процесса демонтажа. При достижении уровня $\Delta T = \Delta T_T$ создаются условия (ликвидируется натяг посадки и возникает зазор между втулкой и валом) необходимые для демонтажа соединения. В модели при определении ΔT значение температуры внешней среды T_c (температуры вала) считается неизменным, что соответствует условию значительной массы вала. Для большинства соединений масса вала существенно превышает массу втулки. На характер протекания теплового процесса во втулке влияет ряд факторов. К ним, в первую очередь, следует отнести: удельную поверхностную мощность P_0 , частоту тока индуктора f, значение контактной тепловой проводимости α_B .

Важно дать оценку достоверности результатов расчета. Для этого следует связать параметры, вводимые в математическую модель (входные параметры) с реальными параметрами объекта, на котором осуществлялись экспериментальные исследования. Поэтому расчеты на модели выполняли с параметрами, характерными для проводимого эксперимента.

Рис. 3 иллюстрирует распределение температуры в поперечном сечении втулки в процессе ее нагрева. Размеры втулки ограничиваются ее внешним (R_1) и внутренним (R_2) радиусами соединения. Зона действия источников тепла ограничена глубиной проникновения электромагнитной волны. Расчеты выполнены для различных частот тока индуктора (f = 50, 1000, 10000 Гц). Поэтому значения ξ на разных иллюстрациях рис. 3 отличаются. При этом отличаются и зоны действия источников тепла.

Из рис. З видно, что такие различия повлияли на характер распределения температуры в сечении втулки. Расчет осуществляется для значений, обеспечивающих необходимый для демонтажа уровень ΔT_T в стационарном режиме нагрева. В рассматриваемом варианте стационарный режим зафиксировано через 120 с нагрева. При этом достигнуто расчетное значение $\Delta T_T = 160 \circ C$. В модель введено значение параметра контактной тепловой проводимости α_B , полученное при проведении эксперимента.



Рис. 3. Температуры в поперечном разрезе втулки $(a - f = 50 \ \Gamma \mu, \ 6 - f = 1000 \ \Gamma \mu, \ B - f = 10000 \ \Gamma \mu)$

Из рис. З видно, что при сравнительно больших значениях $\alpha_{\rm B} = \alpha_{\rm B3}$, обусловленных наличием тесного контакта втулки с валом, нарастание температуры на внутренней и внешней поверхностях

втулки происходит медленно, что обусловлено значительным тепловым потоком через зону соединения деталей. На более высоких частотах значение внешней температуры втулки увеличивается. Это обусловлено более выраженным поверхностным эффектом, концентрацией источников тепла ближе к наружной поверхности втулки. Повышенные значения температуры в процессе нагрева приводят к некоторому увеличению потерь тепла с наружной поверхности втулки. Но значение этих потерь незначительны, так как период нагрева втулки мал, а значение коэффициента отдачи энергии с поверхности сравнительно невелико. При f = 50 Гц распределение температуры в зоне действия источников тепла является более равномерное, чем за ее пределами. Характерно, что независимо от частоты тока выход процесса на стационарный режим нагрева происходит за одинаковый период времени (120 с). При этом обеспечивается расчетное значение температуры $\Delta T_T = 160$ °C.

Напомним, что зависимости рис. 3 отвечают нагреву при поверхностной мощности P_0 , обеспечивающий необходимое значение ΔT_T в стационарном режиме при значении контактной тепловой проводимости $\alpha_{\rm B} = \alpha_{\rm B3}$. В действительности в процессе нагрева втулки значение α_в уменьшается и зависит от разницы температур ΔТ. Необходимо выяснить, каким образом уменьшение $\alpha_{\rm B}$ повлияет на характер развития теплового процесса. Рис. 4 иллюстрирует характер роста ΔT при различных значениях $\alpha_{\rm B}$ и частоте тока f = 1000 Гц. Построенные на рис. 4 кривые соответствуют предельным значениям параметра $\alpha_{_B}$ (α_{Bp} , α_{B3}), полученным в результате расчета их числовых значений, исходя из экспериментальных данных. Из рисунка видно, что значение $\Delta T = \Delta T_T$ при α_{B3} достигается за 120 с нагрева и отвечает стационарному тепловому процессу. При существенном (на порядок) уменьшении $\alpha_{\rm B}$ (условие $\alpha_{\rm B} = \alpha_{\rm BD}$ соответствует наличию воздушного зазора между втулкой и валом) продолжительность цикла нагрева t_п до заданной разности температур ΔT_T существенно уменьшается, т.е. необходимое для демонтажа соединения условие обеспечивается в переходном режиме нагрева. Сокращение t_п до значения единиц или десятков секунд способствует повышению технологичности операции демонтажа, уменьшению затрат энергии.



Рис. 4. Зависимости $\Delta T(t)$ при различных значениях $\alpha_{\rm B}$

Выше анализировались зависимости параметров теплового процесса, характерные для неизменного значения P_0 . Но в системе индукционного нагрева существует возможность увеличения мощности, что позволяет реализовать форсированный режим нагрева. Проанализируем результат увеличения мощности. Рис. 5 иллюстрирует зависимость $\Delta T(t)$ при дискретных значениях параметра (P_0 , $2P_0$, $3P_0$). Расчет осуществлен для $\alpha_{\rm B} = \alpha_{\rm B3}$, f = 50 Гц.



Рис. 5. Зависимости ΔT(t) при разных значениях удельной поверхностной мощности

Видно, что повышение уровня мощности приводит к существенному сокращению цикла нагрева t_{μ} , что очень важно с точки зрения возможности регулирования этого параметра. Обратим внимание на то, что по характеру зависимости рис. 3 и рис. 4 практически не отличаются. То есть изменение $\alpha_{\rm B}$ и P_0 и приводит к аналогичным последствиям. Но следует помнить, что $\alpha_{\rm B}$ не является управляемым параметром (его значение зависит от типа соединения деталей), а возможность изменения уровня P_0 существует, что предложено, например, в [5]. Следует обратить внимание также на то, что зависимость $t_{\rm II}(n)$ существенно нелинейная (рис. 6). Здесь переменная $n = P/P_0$ принимает значение n = 1, 2, 3.



Завышенное значение t_{μ} при мощности P_0 связано с тем, что необходимый уровень ΔT_T достигается в стационарном режиме нагрева. При завершении нагрева в переходном режиме в результате изменения $\alpha_{\rm B}$ следует ожидать значительного сокращения t_{μ} и, соответственно, уменьшения влияния на этот параметр уровня удельной поверхностной мощности.

Сопоставление результатов расчета температурных режимов нагрева на модели с результатами, полученными в процессе экспериментальных исследований, свидетельствует о том, что погрешность расчета не превышает 5 %.

Создание математической модели для исследования тепловых процессов, оценка влияния параметров электромагнитного поля на температурные режимы нагрева, характеристики технологической операции составляют основу для выбора рациональных параметров режима, обеспечивающих эффективный демонтаж соединения, позволяющих улучшить технико-экономические показатели индукционной установки.

Выводы

1. Реализация одномерного продольного магнитного поля, действующего во втулке, позволяет нестационарный процесс индукционного нагрева соединения описать одномерным в пространстве дифференциальным уравнением теплопроводности второго порядка в частных производных. Анализу подлежит характер изменения температуры нагрева в поперечном сечении втулки.

2. Математическая модель для анализа нестационарного теплового процесса индукционного нагрева соединения деталей отличается от известных моделей тем, что учитывается влияние расширения втулки на характер развития теплового процесса, а также реализована возможность расчета процесса при наличии в индукторе тока импульсной формы.

3. На повышенных частотах тока индуктора необходимое для демонтажа соединения значение ΔT_T достигается при более высоком уровне температуры внешней поверхности втулки, что объясняется более выраженным поверхностным эффектом. Эту зависимость следует учитывать при определении рационального значения частоты тока.

4. Увеличение удельной поверхностной мощности приводит к уменьшению продолжительности цикла нагрева соединения деталей. Характерна нелинейность этой зависимости с существенным ростом продолжительности в области малых значений мощности. Значительное уменьшение в процессе нагрева контактной тепловой проводимости зоны соединения деталей аналогично действию повышенной поверхностной мощности, что обеспечивает снижение продолжительности цикла нагрева, повышает эффективность процесса демонтажа.

Список литературы

1. Выпанасенко Н. С. Определение удельной поверхностной мощности индукционного нагрева соединений деталей, выполненных посадкой с натягом // Вестник Приазовского государственного технического университета. – 2008. – Вып. № 18. –Ч. 2. – С. 131–136.

2. Мягков В.Д. Допуски и посадки. – М.: Машиностроение. – 1966. – 550 с.

3. Немков В. С., Демидович В. Б. Теория и расчет устройств индукционного нагрева. – Л. : Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.

4. Немков В. С., Полеводов Б. С. Математическое моделирование на ЭВМ устройств высокочастотного нагрева. – Л. : Машиностроение. Ленинград. отделение, 1980. – 64 с.

5. Пат. України 43339, МПК В23Р19/02. Спосіб керування індукційним розпресовуванням деталей / Півняк Г. Г., Дрешпак Н. С.; заяв-

ник та патентоодержувач Національний гірничий університет. – № и 200902908; заявл. 27.03.2009; опубл. 10.08.2009, Бюл. № 15.

6. Самарский А. А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977. – 656 с.

7. Установки индукционного нагрева : Учебное пособие для вузов / А. Е. Слухоцкий, В. С. Немковой, Н. А. Павлов, А. В. Бамуэр; Под ред. А. Е. Слухоцкого. – Л. : Энергоатомиздат, 1981. – 328 с.

Рукопись поступила 12.05.2011 г.

УДК 621.78

Романько Я.В. – ассистент, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) **Решетняк С.И.** – к.т.н., доцент, НМетАУ **Романько В.В.** – студент, НМетАУ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕГЕНЕРАТОРА С РАДИАЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

С помощью математической модели изучена тепловая работа цилиндрического регенератора с радиальным движением продуктов сгорания топлива и нагреваемого воздуха. С целью улучшения характеристик теплообменника рассмотрена замена шариковой насадки на комбинированную насадку, состоящую из сотовых керамических блоков и шариковой засыпки. Исследовано влияние высоты насадки, диаметра шариков, толщины теплоаккумулирующего слоя, а также доли сотовой насадки в этом слое на коэффициент регенерации теплоты. Показано влияние отдельных параметров насадки на потери давления теплоносителей.

Ключевые слова: радиальный цилиндрический регенератор; шариковая насадка; сотовая насадка; коэффициент регенерации тепла.

Введение

Из-за непрекращающегося роста цен на топливо все более значимым становится глубокая утилизация теплоты уходящих из печей продуктов сгорания путем высокотемпературного подогрева воздуха в компактных регенераторах [1]. Компактные теплообменники, применяемые в регенеративных системах отопления, обычно имеют насадку шахтного типа, которая равномерно заполняет цилиндрический корпус. Продукты сгорания и нагреваемый воздух попеременно проходят через насадку в осевом направлении, и поэтому тепловая эффективность регенератора непосредственно зависит от ее высоты. В то же время увеличение высоты насадки приводит к возрастанию ее гидравлического сопротивления, что требует дополнительных энергозатрат для работы тягодутьевых устройств и усложняет эксплуатацию системы. Одним из способов преодоления этой проблемы является применение цилиндрического регенератора с радиальным движением теплоносителей. Для утилизации теплоты высокотемпературных продук-

[©] Романько Я.В., Решетняк С.И., Романько В.В., 2011

тов сгорания различных металлургических печей была разработана конструкция такого теплообменника с шариковой насадкой [2].

Внутри цилиндрического корпуса между двумя круговыми решетками находятся плотно упакованные керамические шарики (рис. 1). С внутренней стороны решетка керамическая, а с наружной – металлическая. Во время «горячего» периода уходящие из печи продукты сгорания поступают во внутренний цилиндрический канал, затем проходят в радиальном направлении через слой шариков и по наружному кольцевому каналу выходят из теплообменника. В течение «холодного» периода атмосферный воздух подается в регенератор с противоположной стороны. Далее он перемещается через наружный кольцевой канал, затем проходит в радиальном направлении через насадку и поступает во внутренний цилиндрический канал, откуда через патрубок подается в горелку.

В отличие от обычных регенераторов шахтного типа увеличение высоты радиального теплообменника приводит к снижению скорости теплоносителей на входе в насадку. Это, соответственно, уменьшает гидравлические потери в насадке и дает возможность повысить ее поверхность за счет применения шариков меньшего диаметра. В то же время, резервы рассмотренной конструкции находятся в достаточно узких пределах, так как габаритные размеры теплообменника ограничены требованием его компактности.

Одной из возможностей улучшения рассмотренной конструкции является замена шариковой насадки на сотовую насадку, которая имеет очень низкое гидравлическое сопротивление [3]. Однако при установке стандартных прямоугольных сотовых блоков в условиях цилиндрической геометрии между ними возникнут незаполненные пустые сегменты, расширяющиеся по мере удаления от оси цилиндра. Это потребует применения уплотняющих засыпок и приведет к потере полезного объема насадки. Другим возможным решением такой проблемы является производство сотовых блоков специальной формы в виде цилиндрических сегментов, что потребует дополнительных затрат. Поэтому компромиссным решением представляется конструкция в виде двухслойной насадки, у которой один слой образован прямоугольными сотовыми блоками, а второй – шариковой засыпкой. Дополнительным преимуществом такой комбинированной насадки является возможность изготовления каждого ее слоя из различных материалов, например, корунда с высоким содержанием Al₂O₃ в высокотемпературном внутреннем слое и кордиерита во внешнем слое.

Целью настоящей работы является изучение влияния параметров двухслойной насадки цилиндрического регенератора с радиальным движением теплоносителей на ее тепловую эффективность.



Рис. 1. Схема регенератора с радиальным движением теплоносителей: 1 – шариковая насадка; 2 – керамическая решетка; 3 – металлическая решетка; 4 – кожух; 5 – огнеупорная перегородка; 6 – патрубки

Характеристики изучаемого объекта

В качестве базового объекта исследования выбран цилиндрический регенератор с радиальным движением теплоносителей, разработанный для регенеративных горелок, устанавливаемых на стенде разогрева промежуточных ковшей машины непрерывного литья заготовок [4]. Номинальная тепловая мощность горелки составляет 1,95 МВт при работе на природном газе. Насадка регенератора имеет следующие основные размеры: внутренний диаметр $d_{вн} = 300$ мм; наружный диаметр $d_{нар} = 700$ мм; высота h = 750 мм. Температура продуктов сгорания на входе в теплообменник была принята равной 1000 °C.

В исходном варианте шарики насадки имели диаметр 4,5 мм. Во всех вариантах исследования ячейки сотовых блоков были квадратного сечения внутренним размером 2,5 × 2,5 мм и толщиной стенки 0,4 мм. Продолжительности горячего и холодного периодов принимались равными 30 с.

Применение математической модели для исследования характеристик регенеративного теплообменника

Для определения характеристики тепловой работы рассмотренного выше регенератора была использована ранее разработанная математическая модель [5]. Так как эта модель предназначена для исследования двухслойной комбинированной насадки шахтного типа, то скорости теплоносителей на входе в цилиндрическую насадку должны предварительно рассчитываться по формулам:

$$W_{s} = \frac{V_{s}}{\pi d_{cp} h}; \tag{1}$$

$$W_{o} = \frac{V_{o}}{\pi d_{co} h},\tag{2}$$

где *d_{cp}* – средний диаметр насадки; *h* – высота насадки.

По конструктивным соображениям было принято, что минимальная толщина сотовой части составляет 25 % от общей толщины насадки. Диаметр частиц шариковой насадки изменялся от 4,5 мм до 13,5 мм. Толщиной металлической сетки, ограничивающей шарики по наружному диаметру, в расчете пренебрегали.

С помощью математической модели определялись средние за цикл значения коэффициента регенерации тепла и потери давления в насадке в зависимости от высоты насадки h, общей толщины теплоаккумулирующего слоя δ , отношения толщины сотового слоя к общей толщине насадки (доли сотовой насадки) δ_{cot}/δ , а также диаметра шариков d_{uu} . При представлении полученных результатов указываются только изменяемые параметры, а остальные параметры по умолчанию имеют приведенные выше базовые значения.

На рис. 2 и 3 показаны расчетные характеристики исходной шариковой насадки в зависимости от ее высоты h. Из них следует, что при сохранении тепловой мощности горелки увеличение высоты насадки от 0,2 до 0,6 м существенно уменьшает потери давления и увеличивает коэффициент регенерации тепла. Дальнейший рост h приводит к значительно более медленному улучшению характеристик теплообменника и поэтому выбор высоты насадки порядка 0,7 м повидимому является рациональным решением.



Рис. 2. Зависимость коэффициента регенерации от высоты насадки



Рис 3. Изменение потерь давления в насадке в зависимости от ее высоты

На рис. 4 показано влияние отношения δ_{cor}/δ и диаметров шариков d_{u} на коэффициент регенерации тепла. Из приведенных зависимостей видно, что для рассматриваемых условий шариковая насадка становится эффективнее сотовой насадки, когда $d_{ul} \leq 4,5$ мм. Для шариков же больших диаметров увеличение доли сотовой насадки приводит к возрастанию коэффициента регенерации. Так как сотовая насадка имеет очень низкое гидравлическое сопротивление [3, 5], то повышение ее доли во всех рассматриваемых случаях приводит к пропорциональному снижению общих потерь давления.

На рис. 5 приведены зависимости коэффициента регенерации теплоты от доли сотовой насадки при различных значениях общей толщины насадки. Из него следует, что увеличение толщины теплоаккумулирующего слоя от 0,2 до 0,5 м в рассматриваемом диапазоне приводит к возрастанию коэффициента регенерации примерно на 6 %. При этом влияние доли сотовой насадки более существенно при малых значениях δ .



Рис. 4. Зависимость коэффициента регенерации от доли сотовой насадки при различных диаметрах шариков



Рис. 5. Зависимость коэффициента регенерации от доли сотовой насадки для различных значений общей толщины насадки

Выводы

С помощью ранее разработанной математической модели были получены зависимости коэффициента регенерации комбинированной цилиндрической насадки регенератора с радиальным движением теплоносителей от диаметра шариков насадки, ее высоты, общей толщины теплоаккумулирующего слоя и доли в нем сотовой насадки. Показано, что для рассматриваемой конструкции теплообменника регенеративной горелки мощностью 1,95 МВт частичная или полная замена шариковой насадки на сотовую насадку позволяет получить аналогичные тепловые характеристики при значительном снижении гидравлических потерь. Так как применение стандартных прямоугольных сотовых керамических блоков в условиях радиальной геометрии вызывает необходимость применения уплотняющих засыпок или других технологических решений, то окончательная оценка эффективности использования комбинированной насадки должна решаться комплексно в зависимости от конкретных рабочих условий.

Список литературы

1. Дистергефт И. М. Регенеративные системы отопления для нагревательных печей прокатного и кузнечного производств. (История развития, теория и практика) / И. М. Дистергефт, Г. М. Дружинин, В. И. Щербинин, В. А. Савельев, С. В. Звонарев, В. Б. Петухов // Металлургическая теплотехника : Сборник научных трудов. – Том 5, Днепропетровск : НМетАУ. – С. 44–57.

2. Stevanovic D. Pebble-heater technology in metallurgy / Dragan Stevanovic, Karl Brotzmann // Metalurgija – Journal of Metallurgy, Association of Metallurgical Engineers of Serbia. Vol. 10, № 1, 2004. – P. 19–36.

3. Hasegawa T. Environmentally-compatible Regenerative Combustion Heating System / Toshiaki Hasegawa, Sumiyuki Kishimoto and Yutaka Suzukawa // Proceeding of 2-nd International Seminar of High Temperature Combustion in Stockholm, Sweden, Royal Institute of Technology, 17–18 January, 2000.

4. Stamenic M. Numerical simulation and optimization of experimental installation of regenerative burners for tundish preheating in steel plant US Steel-Sartid Smederevo / Mirjana Stamenic, Goran Jankes, Dragan Stevanovic // Metalurgija – Journal of Metallurgy, Association of Metallurgical Engineers of Serbia. Vol. 10, N_{2} 1, 2004. – P. 51–67.

5. Романько Я. В. Исследование работы компактного регенератора с различными насадками / Романько Я. В., Решетняк С. И. // Металлургическая теплотехника : Сборник научных трудов. Днепропетровск : Пороги, 2004. – С. 93–101.

Рукопись поступила 15.05.2011 г.

УДК 621.783.2

Сысоева Т.Е. – ассистент, Национальная металлургическая академия Украины (НМетАУ) *Абраменков Ю.Я.* – к.т.н., проф., НМетАУ

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОВОЙ РАБОТЫ СЕКЦИОННОЙ ПЕЧИ

В данной работе разработана расчетная модель секционной печи скоростного нагрева, которая более полно описывает процессы, протекающие внутри печи, показано влияние теплоотдачи от факела на поверхность трубы, проверено соответствие расчетной модели экспериментальным данным, показаны основные направления совершенствования тепловой работы этих печей.

Ключевые слова: расчетная модель; секционная печь; теплообмен; расход топлива; горелка; горение; длина факела; тепловой баланс.

Введение

Производство труб является одной из основных статей экспорта Украины. В настоящее время секционные печи наиболее часто применяют для термической обработки труб.

В печах этого типа проходят нагрев и термообработку горячекатаные и электросварные трубы, причем, половина печей предназначена для нагрева труб перед закалкой, отпуском и нормализацией. Секционные печи применяются для термической обработки с отдельного нагрева и в линии станов для труб различного назначения (нефтяного сортамента, газопроводных, котельных, конструкционных и др.). Роль секционных печей велика, так как в них проходят термическую обработку достаточно большое количество труб, производимых в нашей стране.

Рассматриваемые секционные печи отапливаются природным газом. Удельные расходы топлива колеблются в широких пределах. Это зависит от сортамента выпускаемой продукции, соотношения размеров секции и труб, глубины утилизации теплоты продуктов сгорания, типа и производительности газогорелочных устройств, режима термической обработки, а также других технологических и конструктивных параметров работы секционных печей.

Вопросы совершенствования тепловой работы и энергосберегающих режимов этих печей остаются актуальными. Теплообмен в

[©] Сысоева Т.Е., Абраменков Ю.Я., 2011

рабочем пространстве секционных печей достаточно сложный и требует детального изучения и анализа. От налаженной работы отдельных элементов и печи в целом зависит не только качество нагреваемого металла, но и количество сжигаемого природного газа, стоимость которого существенно влияет на себестоимость готовой продукции.

Проблема организации правильной тепловой работы секционных печей, является одной из основных современных проблем, которая связана с вопросами повышения эффективности использования топлива.

Описание объекта исследования и постановка задачи

В качестве объекта исследования были выбраны секционные печи СП № 1 и СП № 2 термического участка трубопрокатного цеха № 4 (ТПЦ-4) ОАО «Интерпайп НТЗ», выполненные по проекту Укргипромеза. Они предназначены для нагрева труб из углеродистых и легированных марок стали под закалку, отпуск и нормализацию. Выбор объектов исследования объясняется тем, что имеется достаточное количество экспериментальных данных по работе этих печей. Размер нагреваемых труб: наружный диаметр 139 ÷ 325 мм, толщина стенки 7,9 ÷ 12,7 мм, длина 10 ÷ 13 м. Среднечасовая производительность печей составляет 20-30 т/ч. Температура нагрева труб под закалку и нормализацию 860 ÷ 910 °C, под отпуск 520 ÷ 690 °C. Каждая секционная печь состоит из 20 секций. Общая длина каждой печи по кладке 42,47 м, длина секции 1,62 м, ширина секции по кладке 1,16 м, внутренний диаметр в свету 0,928 м. Продвижение труб вдоль печи осуществляется с помощью колесного (СП № 1) и роликового (СП № 2) рольгангов. По тепловому режиму печи разделены на 4 самостоятельно регулируемые зоны (СП № 1 – по 5 секций в каждой, СП № 2 – по 4 секции в I и II зонах и по 6 секций – в остальных зонах). Печи отапливаются природным газом с помощью горелок типа ГНП – 8, ГНП – 6 (ГНП – 4). В каждой секции установлено по две горелки, всего 40 горелок на одну печь. Воздух подогревается в трубчатых петлевых металлических рекуператорах ~ до 200 ÷ 380 °C, которые установлены по одному на каждую зону (4 рекуператора на одну печь). Продукты горения каждой секционной печи собираются через дымопады в общий дымоход каждой зоны печи и удаляются через две металлические трубы высотой 30 м.

В данной работе поставлены задачи исследовать и проанализировать тепловую работу секционных печей, а также различные методики их расчета, разработать ту расчетную модель секционной печи, которая наиболее полно будет описывать теплообмен в ее рабочем пространстве, показать влияние теплоотдачи от факела на поверхность трубы, дать рекомендации по улучшению их тепловой работы.

Анализ существующих методов расчета секционных печей

Анализ существующих методов расчета секционных печей скоростного нагрева был проведен в работе [1], показаны основные достоинства и недостатки этих методик. Показано, что в существующих методиках расчета секционных печей скоростного нагрева прослеживается два основных режима нагрева металла. Первый режим – при постоянной температуре печи, второй – при постоянной температуре продуктов сгорания. В зависимости от того, какие показатели работы секционной печи необходимо определить: общий расход газа на печь (на зону) при известной конечной температуре нагрева металла в каждом рассматриваемом интервале или температуру металла на выходе из печи (из зоны) при известном расходе топлива на каждую зону, может применяться одна из приведенных в [1] методик расчета. Общий недостаток рассмотренных методик в том, что в них нигде не рассмотрен реальный процесс сжигания топлива. Поэтому, на наш взгляд, требуется новая методика расчета, способная более полно отражать процессы протекающие внутри секционной печи.

В статьях [2, 3] было показано, что длина факела для горелки типа ГНП более 0,6 м. Длина горелочного туннеля секционных печей СП № 1 и СП № 2 составляет приблизительно 0,6 м. Это говорит о том, что в пределах горелочного туннеля газ только успевает захватить необходимое количество воздуха, то есть горение газовоздушной смеси происходит за пределами туннеля и горение газа в значительной степени происходит на поверхности трубы. Это наблюдалось также при обследовании СП № 1 и СП № 2 термического участка трубопрокатного цеха № 4 ОАО «Интерпайп НТЗ». Таким образом, был сделан вывод, что труба в секционной печи получает теплоту от дыма не только излучением и конвекцией, но и от факела (горение газа на поверхности трубы). Это было учтено при разработке расчетной модели секционной печи.

Расчетная модель секционной печи

Разработанная расчетная модель секционной печи описывает теплообмен в рабочем пространстве секции и тамбуре и состоит из двух частей: первая – работа печи без металла (переход печи на холостой ход, работа на холостом ходу и разогрев печи до заданной температуры поверхности кладки, выход кладки печи в стационарное состояние); вторая – работа печи с металлом (нагрев заготовок или термическая обработка труб). Каждая секция и тамбур рассматривались отдельно, так как теплообмен, происходящий в секции, отличается от теплообмена в тамбуре. В каждой секции (тамбуре) нагреваемый металл был разделен по длине на определенное количество расчетных элементарных участков.

Математическая постановка задачи учитывает условия теплообмена: в рабочем пространстве секции и тамбуре секционной печи между продуктами сгорания, кладкой и металлом для секции и между продуктами сгорания, кладкой, роликом и металлом для тамбура; потери теплоты через кладку, ролик, а также теплообмен в утилизирующем устройстве.

Расчетная модель секционной печи основана на следующих соображениях. При моделировании работы печи в период разогрева продукты сгорания топлива в каждой секции отдают теплоту кладке и уходят в тамбур, где также оставляют теплоту кладке тамбура и ролику и далее, через боров печи, направляются в утилизирующее устройство (например, металлический трубчатый рекуператор) с уже меньшей температурой.

При моделировании установившегося режима работы печи с нагревом металла до заданной температуры, продукты сгорания, образовавшиеся в каждой секции печи от сжигания топлива, отдают теплоту кладке, металлу и уходят в тамбур, где нагревают кладку тамбура, ролик, металл и далее, через боров печи, направляются в утилизирующее устройство. При движении металла по длине печи он нагревается продуктами сгорания, находящимися в каждой секции и тамбуре за счет конвективной теплоотдачи и излучения, а также за счет теплоотдачи, происходящей непосредственно от самого факела на поверхности трубы.

Данная математическая модель позволяет определять среднюю температуру: продуктов сгорания в секции и тамбуре печи, поверхности кладки в секции и тамбуре, поверхности ролика; температурное поле по толщине огнеупорной кладки в секции и тамбуре, ролика; изменение температуры металла по длине секции, тамбура и всей печи; температуру металла на выходе из печи.

Расчет теплообмена в каждой секции и тамбуре секционной печи представлен в виде отдельных блоков решения внешней и внутренней задачи: внешняя задача – 1) теплообмен в рабочем пространстве секции (тамбуре) между продуктами сгорания, кладкой, металлом (и роликом); внутренние задачи: 2) теплообмен по толщине огнеупорной кладки секции (тамбура); 3) теплообмен по толщине ролика; 4) теплообмен в утилизирующем устройстве. Уравнения, описывающие математическую постановку каждого из блоков в отдельности, связаны между собой граничными условиями.

Постановка задачи

Теплообмен в рабочем пространстве секционной печи в период разогрева (охлаждения) печи

Для каждой секции и тамбура были составлены уравнения теплового баланса для продуктов сгорания. Температура продуктов сгорания принималась постоянной во всем объеме секции (тамбура) и равной температуре продуктов сгорания, покидающих секцию (тамбур).

Чтобы определить тепловые потоки на поверхностные зоны огнеупорной кладки секции (тамбура) и ролика решалась задача внешнего теплообмена в секционной печи зональным методом. Было принято, что атмосфера печи состоит из полупрозрачного газа.

Для секции зональная модель теплообмена при разогреве (охлаждении) печи включала две зоны: первая поверхностная зона кладки (u = 1) и вторая объемная зона продуктов сгорания (u = 2). Для тамбура зональная модель теплообмена включала две поверхностные зоны: ролик (u = 1) и кладка (u = 2) и одну объемную зону продуктов сгорания (u = 3).

Для решения поставленной задачи применялся резольвентный метод. При этом выполнялись следующие его этапы: 1) определение угловых коэффициентов излучения между поверхностными зонами; 2) нахождение обобщенных угловых коэффициентов между зонами системы; 3) расчет разрешающих коэффициентов излучения между зонами; 4) определение температуры объемной зоны и тепловых потоков на поверхностные зоны из системы уравнений теплового баланса [4].

Уравнения теплового баланса для поверхностных зон секции и тамбура имеют вид:

$$Q_{pe3.u} = \sum_{g=1}^{N(K)} a_{ug} \cdot (T_g^4 - T_u^4) + \alpha_u \cdot F_u \cdot (T_{N(K)} - T_u),$$

$$u = 1, ..., (N-1)$$
или (K-1),
(1)

где $a_{ug} = \sigma_o \cdot F_u \cdot \varepsilon_u \cdot \varepsilon_g \cdot f_{ug}$ – коэффициент радиационного обмена между зонами и и g; σ_o – коэффициент излучения абсолютно черного тела, равный 5,67 · 10⁻⁸ Вт/(м²·K⁴); F_u – поверхность зоны и, м²; ε_u , ε_g – степень черноты зон и и g; f_{ug} – разрешающий угловой коэффициент между зонами и и g; α_u – коэффициент теплоотдачи конвекцией к зоне и, Вт/(м²·K) (выбирался согласно [5]); T_g , T_u – температуры зон соответственно, в K; T_N , T_K , t_N – температуры объемных зон, в K и °C соответственно, (N – номер объемной зоны в секции, K – номер объемной зоны в тамбуре).

Уравнение теплового баланса газовой зоны в секции имеет вид:

$$B_{r} \cdot Q_{H}^{p} + B_{r} \cdot L_{n} \cdot C_{B} \cdot t_{B} = \sum_{g=1}^{N} a_{ug} \cdot \left(T_{g}^{4} - T_{u}^{4}\right) + \sum_{u=1}^{N-1} \alpha_{u} \cdot F_{u} \cdot \left(T_{N} - T_{u}\right) + B_{r} \cdot \upsilon_{d} \cdot C_{d} \cdot t_{N} + \sigma_{o} \cdot \phi \cdot F_{cek} \cdot \left(T_{cek}^{4} - T_{ramb}^{4}\right); \quad u = 2, N = 2,$$

$$(2)$$

где В_г – расход топлива, м³/с; Q^p_н – низшая теплота сгорания топлива, Дж/м³; L_n – действительный расход воздуха, м³/м³, v_{d} – удельный выход дыма, м³/м³, C_B, C_d – удельные теплоемкости воздуха и дыма соответственно, Дж/(м³·K); t_B – температура воздуха, идущего на горение, °C; ϕ – коэффициент диафрагмирования, который находился из [6]; F_{сек} – поверхность, излучающая из секции в тамбур, м²; T_{сек}, T_{тамб} – средняя температура между температурой дыма и кладки секции, тамбура соответственно, находятся методом последовательных приближений, К.

Уравнение теплового баланса газовой зоны для тамбура имеет вид:

$$B_{\Gamma} \cdot \upsilon_{\pi} \cdot C_{\pi} \cdot t_{N} + \sigma \cdot \phi \cdot F_{\sigma_{TB}} \cdot \left(T_{ce\kappa}^{4} - T_{TaM\delta}^{4}\right) = B_{\Gamma} \cdot \upsilon_{\pi} \cdot C_{\pi} \cdot t_{K} + \sum_{g=1}^{K} a_{ug} \cdot \left(T_{g}^{4} - T_{u}^{4}\right) + \sum_{u=1}^{K-1} \alpha_{u} \cdot F_{u} \cdot \left(T_{K} - T_{u}\right) + \sigma \cdot \phi \cdot F_{\delta O P O B} \cdot \left(T_{TaM\delta}^{4} - T_{\delta O P O B}^{4}\right); \quad u = 3, K = 3.$$

$$(3)$$

где $F_{\text{боров}}$ – площадь поперечного сечения борова, м²; $T_{\text{боров}}$ – температура в борове, К.

Для исследования теплопередачи через огнеупорную кладку стен секции или тамбура секционной печи (и ролика) использовались уравнения и схема поперечного разреза секции (тамбура) печи по кладке, приведенные в [7]. Было принято, что стены кладки печи имеют цилиндрическую форму. Расчет теплопередачи через кладку стен осуществлялся по конечно-разностным уравнениям, составленным на основе метода элементарных тепловых балансов.

При расчете периода разогрева печи все время нагрева разбивали на интервалы по времени. В секции на начальном шаге по времени при известной температуре поверхности кладки и расходу газа рассчитывали температуру продуктов сгорания путем решения уравнения теплового баланса (2) методом Ньютона. Температура продуктов сгорания на входе в тамбур принималась равной температуре дыма на выходе из секции. Для каждой поверхностной зоны по уравнениям (1) рассчитывались результирующие тепловые потоки на кладку секции, тамбура и ролик. По известным результирующим тепловым потокам на поверхностные зоны решалась внутренняя задача передачи теплоты теплопроводностью через кладку и ролик. По найденной темпера-
туре дыма на выходе из тамбура рассчитывалась температура подогрева воздуха в утилизирующем устройстве.

Теплообмен в рабочем пространстве секционной печи в период нагрева металла

В секционной печи движение металла обеспечивается роликовым (колесным) рольгангом вдоль ее оси. Температура продуктов сгорания принималась постоянной во всем объеме каждой секции (тамбура) и равной температуре дыма, покидающего секцию (тамбур). Количество зон по металлу в секции принималось равное семи, в тамбуре – двум.

Для расчета внешнего теплообмена в рабочем пространстве секции (тамбура) применялась также зональная модель теплообмена. Для секции зональная модель теплообмена состоит из восьми поверхностных зон: металла (u = 1, 2, ...7) и кладки (u = 8), а также одной объемной зоны продуктов сгорания (u = 9). Для тамбура зональная модель теплообмена состоит из четырех поверхностных зон: металла (u = 1, 2), ролика (u = 3) и кладки (u = 4) и одной объемной зоны продуктов сгорания (u = 5).

После нахождения разрешающих угловых коэффициентов аналогично расчету периода разогрева кладки записывали систему уравнений теплового баланса для указанных зон.

Уравнения теплового баланса при нагреве металла для поверхностных зон и секции и тамбура имеют вид аналогичный (1):

$$Q_{\text{pe3.u}} = \sum_{g=1}^{M(L)} a_{ug} \cdot (T_g^4 - T_u^4) + \alpha_u \cdot F_u \cdot (T_{M(L)} - T_u),$$

$$u = 1, ..., (M-1) \text{ или } (L-1),$$
(4)

где T_M, T_L – температуры объемных зон (М – номер объемной зоны в секции, L – номер объемной зоны в тамбуре), в К.

Горелочный туннель находится напротив второго, третьего, пятого и шестого элементарных участков металла, поэтому дополнительную теплоту эти участки металла получают за счет теплоотдачи от факела (горение топлива на поверхности трубы) [2, 3].

Уравнение теплового баланса для второй, третьей, пятой и шестой поверхностных зон металла в секции имеют вид:

$$Q_{\text{pes.u}} = \sum_{g=1}^{M} a_{ug} \cdot \left(T_g^4 - T_u^4\right) + \alpha_u \cdot F_u \cdot \left(T_M - T_u\right) + \alpha_{\phi a\kappa} \cdot F_u \cdot \left(T_M - T_u\right), \quad (5)$$

где $\alpha_{\phi a \kappa}$ – коэффициент теплоотдачи от факела на элементарный участок трубы, Вт / м² К.

При определении коэффициента теплоотдачи от факела к трубе исходили из того, что напротив каждой горелки возле металла образу-

ется факельное облако, в пределах которого этот коэффициент примерно одинаков. То есть дополнительное количество теплоты труба получает, там, где непосредственно расположены горелки. Для определения этого коэффициента использовали экспериментальную зависимость [8]:

$$\alpha_{\phi a\kappa} = 3,55 \cdot \left(M_{yd}^{HOM} \right)^{0,26} \cdot \frac{M_{yd}}{M_{yd}^{HOM}}, \tag{6}$$

где М_{уд}^{ном} – номинальная удельная тепловая мощность горелок в расчете на 1 м² площади трубы, Вт/м²; М_{уд} – удельная тепловая мощность горелки в расчете на 1 м² площади трубы, Вт/м².

Уравнение теплового баланса газовой зоны для секции имеет вид

$$B_{\Gamma} \cdot Q_{H}^{p} + B_{\Gamma} \cdot L_{n} \cdot C_{B} \cdot t_{B} = B_{\Gamma} \cdot \upsilon_{\mathcal{A}} \cdot C_{\mathcal{A}} \cdot t_{M} + \sum_{g=1}^{M} a_{ug} \cdot (T_{g}^{4} - T_{u}^{4}) +$$

$$+ \sum_{u=1}^{M-1} \alpha_{u} \cdot F_{u} \cdot (T_{M} - T_{u}) + \sigma \cdot \phi \cdot F_{oTB} \cdot (T_{ce\kappa}^{4} - T_{TaM6}^{4}) +$$

$$+ \sum_{u=2,3,5,6} \alpha_{\phi a\kappa} \cdot F_{u} \cdot (T_{M} - T_{u}); \quad g = 9, M = 9.$$

$$(7)$$

Уравнение теплового баланса газовой зоны для тамбура имеет вид:

$$B_{\Gamma} \cdot \upsilon_{\pi} \cdot C_{\pi} \cdot t_{M} = \sum_{g=1}^{L} a_{ug} \cdot \left(T_{g}^{4} - T_{u}^{4}\right) + \sum_{u=1}^{L-1} \alpha_{u} \cdot F_{u} \cdot \left(T_{L} - T_{u}\right) + B_{\Gamma} \cdot \upsilon_{\pi} \cdot C_{\pi} \cdot t_{L} + \sigma \cdot \phi \cdot F_{\delta o p o B} \cdot \left(T_{T a M \delta}^{4} - T_{\delta o p o B}^{4}\right) = 0; \quad g = 5, L = 5.$$

$$(8)$$

Уравнения теплового баланса поверхностных зон металла в секции (u = 1, 2, ...7) и металла в тамбуре (u = 1, 2) имеют вид:

$$Q_{\text{pe3.u}} = G \cdot C_{\text{M}} \cdot \left(T_{\text{u}}^{k+1} - T_{\text{u}}^{k} \right), \tag{9}$$

где G – производительность печи, кг/с; С_м – теплоемкость металла, Дж/(кг·К); k, k + 1 – прошлый, настоящий моменты времени.

Расчет теплопередачи по толщине кладки и ролика в секции (тамбуре) проводился аналогично расчету периода разогрева (охлаждения) секционной печи.

Таким образом, расчетная модель позволяет при заданном расходе топлива определять температуры нагрева металла по длине каждой секции и тамбура секционной печи, средние температуры внутренней поверхности кладки секции, кладки и ролика тамбура, а также распределение температур по толщине кладки и ролика, температуру продуктов сгорания, уходящих из секций и тамбуров, температуру подогрева воздуха после утилизирующего устройства.

Анализ соответствия расчетной модели секционной печи экспериментальным данным

В качестве объекта экспериментального исследования была выбрана СП № 2 термического участка ТПЦ № 4 ОАО «Интерпайп НТЗ». Целью испытаний являлось получение достоверной информации о фактических показателях работы печи, а также оценка соответствия представленной выше расчетной модели секционной печи экспериментальным данным, что, в дальнейшем, позволило на базе расчетно-теоретических исследований определить основные направления энергосбережения и оценить потенциал экономии топлива в печах данного типа.

В феврале 2011 г. были проведены испытания СП № 2 с целью определения параметров температурного и теплового режимов, а также определения технико-экономических показателей работы печи. Регистрация параметров работы агрегата осуществлялась с помощью стационарных контрольно-измерительных приборов цеха (КИП), портативных переносных приборов и лабораторного оборудования предприятия.

Во время испытаний фиксировались показания стационарных приборов: температура печи по участкам регулирования, расход природного газа в целом на печь и на участки регулирования, расход воздуха, давление природного газа перед печью, давление воздуха перед печью, температура дымовых газов до и после рекуператоров, температура воздуха после рекуператоров, давление в печи, коэффициент расхода воздуха, скорость движения труб по печи.

Испытания проводились для труб сортамента 245 × 10. Результаты испытаний приведены в табл. 1, 2.

Таблица 1

№	Наименование показателей	Сортамент труб		
1.	Размеры труб: диаметр, толщина стенки, мм	245 x 10		
2.	Производительность, т/ч	27,82		
3.	Контрольная температура нагрева труб, °С	665		
4.	Общий расход природного газа на печь, м ³ /ч	833		
5.	Общий расход воздуха на печь, м ³ /ч	9888		
6.	Давление газа до (после) клапана, Па	7468 (4635)		
7.	Давление воздуха перед печью, Па	8610		

Результаты эксперимента СП №2 для труб 245 x 10 мм²

Таблица 2

№	Наименование показателей	Зоны регулирования			
		1	2	3	4
1.	Расход природного газа по зонам регулирования, м ³ /ч	247	243	263	80
2.	Расход воздуха по зонам регулирования, м ³ /ч	3346	2453	3292	797
3.	Температура подогрева воздуха, °С	367	183	177	144
4.	Контрольная температура по зонам регулирования, °С	1128	991	946	842
5.	Коэффициент расхода воздуха (расчет)	1,51	1,1	1,39	1,1

Результаты эксперимента СП №2 для труб 245 x 10 мм²

Измерение состава уходящих газов осуществлялось с помощью газоанализатора типа OX1TEC; температуры металла на выходе из печи – пирометр Siemens AG импорт.

Следует отметить, что контрольная температура по показаниям стационарных приборов, установленных на щите КИПиА, практически совпадает с расчетной температурой внутренней поверхности кладки в секции и в большинстве случаев не превышает среднюю температуру между температурой продуктов сгорания и кладкой печи.

Производительность СП № 2 рассчитывалась по диаметру, толщине стенки трубы и скорости передвижения трубы по печи и составила 27,82 т/ч. Температура подогрева воздуха, который идет на горение для всех диаметров труб составляла 144 ÷ 367 °С, температура металла на выходе из печи 665 °С. Результаты расчета представлены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты расчета СП № 2 при нагреве труб 245 x 10 мм						
Контрольная температура (в расчетах	Номер участка регулирования					
приведена температура внутренней	I (3	II (8	III (13		IV (18	
поверхности кладки)	секция)	секция)	секция)		секция)	
с учетом только излучения	1000	1040	949		802	
с учетом излучения и конвекции	980	1027	943		797	
с учетом излучения, конвекции и факела	958	1011	938		792	
эксперимент	1128	991	946		842	
Температура трубы	14 секция	я 19 сен	19 секция		на выходе	
с учетом только излучения	574	617			624	
с учетом излучения и конвекции	600	637			643	
с учетом излучения, конвекции и факела	гом излучения, конвекции 626 659			665		
эксперимент	647 658		8	665		

Результаты расчета СП № 2 при нагреве труб 245 x 10 мм²



Температурно-тепловая диаграмма процесса нагрева труб диаметром 245 мм и толщиной стенки 10 мм представлена на рис. 1.

Рис. 1. Температурно-тепловая диаграмма процесса нагрева труб диаметром 245 мм и толщиной стенки 10 мм

Степень влияния теплоотдачи от факела на поверхность трубы на точность представленной расчетной модели отчетливо просматривается по результатам расчета (см. табл. 3). Из табл. 3 следует, что без

учета теплоотдачи от факела на поверхность трубы нельзя добиться удовлетворительного соответствия численных расчетов экспериментальным данным. Это можно объяснить тем, что в объеме печи не образуется высокотемпературная зона, в результате чего расчетная температура металла на выходе из печи составляет только 643 °C вместо 665 °C, полученной экспериментально.

Таким образом, учет теплоотдачи от факела на поверхность трубы в общей постановке задачи заметно повышает достоверность расчетной модели секционной печи. Количественный учет горения газа на поверхности трубы является существенным в сравнении с конвективным теплообменом (до 6 – 12 %) и составляет также до 6 – 12 %.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных нагрева труб в СП № 2 показывает их удовлетворительную сходимость, при этом максимальное расхождение полученных результатов с экспериментальными не превышает 10 %. Использование расчетной модели секционной печи дает возможность теоретически анализировать и разрабатывать мероприятия по улучшению работы секционных печей, а также совершенствовать их тепловые режимы нагрева труб разного сортамента.

В целом, для диаметра трубы 245 мм и толщины стенки 10 мм при общем заданном расходе топлива 833 м³/ч расчетная температура металла на выходе из СП № 2 соответствует экспериментальным данным и составляет 665 °C.

Экспериментальный анализ тепловой работы секционной печи показал, что в дыме находилось значительное количество кислорода (более 2 %), при этом максимальный коэффициент расхода воздуха был в I зоне и составил 1,51 (табл. 2), что примерно на 37 % больше от желаемого 1,1 (минимальный – в IV зоне и составил 1,1). Это говорит о неотрегулированной работе горелок. Поэтому первое, что необходимо сделать для нормальной работы СП № 2 – это отрегулировать работу горелок, чтобы обеспечить коэффициент расхода топлива 1,1. Расчет показал, что данное мероприятие позволит снизить расход топлива на 92 м³/ч (на 10 – 11 %) от общего 833 м³/ч.

На основании расчетной модели был проанализирован тепловой баланс СП № 2, который представлен в табл. 4, показаны основные расходные статьи и предложены мероприятия по улучшению ее работы.

Из теплового баланса СП № 2 нагрева труб 245 х 10 мм² видно, что основной расходной статьей является статья потерь теплоты с уходящими продуктами сгорания при средней температуре подогрева воздуха 210 °С и дыма, уходящего в общий боров печи 870 °С. Это говорит, о том, что наличие на этой печи металлических трубчатых рекуператоров обеспечивает только частичную утилизацию продуктов сгорания, поэтому можно рекомендовать заменить данные рекуператоры на более эффективные теплообменники.

OT M A

~ ~

T

Таблица 4

	тепловой баланс работы СП № 2					
N⁰	Наименование показателей		Размер труб			
			245 × 10			
	Приход теплоты, МВт, %					
1.	Химическая теплота топлива	7,82	90,01			
2.	Теплота, вносимая подогретым воздухом	0,87	9,99			
Итого			100			
Расход теплоты, МВт, %						
1.	Теплота, затраченная на нагрев металла	2,96	34,06			
2.	Потери теплоты с уходящими продуктами сгорания	4,16	47,87			
3.	Потери теплоты с охлаждающей водой	0,55	6,33			
4.	Потери теплоты теплопроводностью через кладку	0,46	5,29			
5.	Потери теплоты излучением через открытые окна и щели	0.56	6.45			
	(а также прочие потери)	0,30	0,43			
Итого			100			

Выводы

1. Разработана расчетная модель тепловой работы секционной печи. В модели учтены условия теплообмена в рабочем пространстве секционной печи между продуктами сгорания, кладкой, роликом и металлом, потери теплоты через кладку, ролик, теплообмен в утилизирующем устройстве.

2. Анализ результатов исследования теплообмена в СП № 2 термического участка ТПЦ № 4 ОАО «Интерпайп НТЗ» показал хорошее соответствие расчетных значений экспериментальным замерам, при этом максимальное расхождение полученных данных с экспериментальными не превышает 10 %.

3. Исследовано влияние теплоотдачи от факела на поверхность трубы на точность математической модели. Показана необходимость учета теплоотдачи от факела при моделировании работы секционных печей, что обеспечивает существенное повышение достоверности качественного описания физических процессов при нагреве металла.

4. Показано, что при отрегулированной работе горелок СП № 2 (обеспечение коэффициента расхода воздуха 1,1) можно снизить расход топлива на 92 м³/ч (на 10 – 11 %) от общего 833 м³/ч.

5. Основным направлением снижения расхода природного газа на секционную печь можно считать обеспечение более полной утилизации теплоты продуктов сгорания, покидающих печь.

Список литературы

1. Абраменков Ю. Я. Исследование и совершенствование методик расчета секционных нагревательных и термических печей / Ю. Я. Абраменков, Т. Е. Сысоева // Металлургическая теплотехника : сб. научн. тр. НМетАУ. В 2-х книгах. – Книга первая. – Днепропетровск : Пороги, 2005. – С. 3–14.

2. Сысоева Т. Е. Анализ работы топливосжигающих устройств секционной печи / Т. Е. Сысоева, Ю. Я. Абраменков // Металлургическая и горнорудная промышленность. – 2010. – № 2. – С. 204–209.

3. Абраменков Ю. Я. Теоретический анализ работы газогорелочных устройств в связи с теплообменом в рабочем пространстве секционных термических печей / Ю. Я. Абраменков, Т. Е. Сысоева // Металлургическая теплотехника : сб. научн. тр. НМетАУ. – Днепропетровск : ПП Грек О.С, 2007. – С. 14 – 22.

4. Блох А. Г. Теплообмен излучением: Справочник / А. Г. Блох, Ю. А. Журавлев, Л. Н. Рыжков. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 432 с.

5. Исаченко В. П., Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. – М. : Энергия, 1975. – 487 с.

6. Аверин С. И. Расчеты нагревательных печей / С. И. Аверин, Э. М. Гольдфарб, А. Ф. Кравцов и др. – К. : Техника, 1969. – 540 с.

7. Сысоева Т. Е. Конечно-разностное решение задачи нагрева (охлаждения) неподвижного пористого слоя материала на основе уточненной физической модели движения газа / Т. Е. Сысоева, Ю. Я. Абраменков // Металлургическая теплотехника: сб. научн. тр. НМетАУ. – Днепропетровск : Новая идеология, 2008. – С. 273 – 287.

8. Лазич Ладислав Косвенный радиационный теплообмен в камерных печах при использовании плоскопламенных горелок / Л. Лазич, В. Л. Бровкин, В. И. Гупало, Е. В. Гупало // Металлургическая теплотехника : сб. научн. тр. НМетАУ. – Днепропетровск: Новая идеология, 2008. – С. 273 – 287.

Рукопись поступила 18.04.2011 г.

АНОТАЦІЇ

УДК 621.577+697.1 Безродний М.К., Галан М.А. Енергетична ефективність системи вентиляції з використанням рекуператора та теплового насосу.

С. 5 – 13. Укр.

Бібл. – 8 назв.

Наведено результати аналізу роботи традиційних систем вентиляції та вентиляційних систем з використанням теплового насосу та рекуператора. Зроблені висновки щодо ефективності використання теплових насосів у системах вентиляції.

Ключові слова: система вентиляції; тепловий насос; утилізація теплоти.

Безродний М. К., Галан М. А.

Энергетическая эффективность системы вентиляции с использованием рекуператора и теплового насоса.

Представлены результаты анализа работы традиционных систем вентиляции и систем вентиляции с использованием теплового насоса и рекуператора. Сделаны выводы об эффективности применения тепловых насосов в системах вентиляции.

Ключевые слова: система вентиляции; тепловой насос; утилизация теплоты.

Bezrodnyi M. K., Galan M.A.

Power efficiency of the ventilation system with recuperator and heat pump application.

The paper presents the results of analysis of conventional ventilation systems and those utilizing the heat pump and recuperators. The conclusions about the efficiency of heat pumps application in ventilation systems were made.

Key words: ventilation system; heat pump; heat utilization.

УДК 536.423.4

Безродный М.К., Голияд Н.Н., Барабаш П.А., Голубев А.Б., Костюк А.П.

Методика теплового расчета контактного утилизатора теплоты парогазовой смеси с проточным барботажным слоем.

С. 14 – 25. Рос. Бібл. – 12 назв. В работе приведена процедура теплового расчета рабочего элемента утилизационного аппарата, созданная на основе ранее проведенных экспериментальных исследований тепло- и массоотдачи от паровоздушного потока к охлаждающей воде в проточном барботажном слое.

Ключевые слова: парогазовая смесь; проточный барботажный слой; утилизационный аппарат.

Безродний М.К., Голіяд М.Н., Барабаш П.О., Голубєв О.Б., Костюк О.П.

Методика теплового розрахунку контактного утилізатора теплоти парогазової суміші з проточним барботажним шаром.

В роботі наведена процедура теплового розрахунку робочого елементу утилізаційного апарату, яка створена на основі раніше отриманих експериментальних досліджень тепло- і масовіддачі від пароповітряного потоку до води в проточному барботажному шарі.

Ключові слова: парогазова суміш; проточний барботажний шар; утилізаційний апарат.

Bezrodni M.K., Goliyad N.N., Barabash P.A., Golubev A.B., Kostiuk A.P.

Thermal calculation method for contact heat utilizer of steam-air mixture with a running bubbling layer.

The article describes the procedure of thermal calculation of the utilization machine working element, created on the basis of earlier experimental research into heat-mass exchange between steam-air stream and cooling water in a running bubbling layer.

Keywords: steam-air mixture; running bubbling layer; utilization machine.

УДК 621.577 + 697.1

Безродний М.К., Притула Н.О.

Про оптимальну роботу теплового насоса в низькотемпературних системах опалення з використанням теплоти зовнішнього повітря.

C. 26 - 33.

Укр.

Бібл. – 7 назв.

Наведено результати аналізу оптимальних умов роботи теплового насоса в низькотемпературних системах опалення з використанням теплоти зовнішнього повітря. Отримані значення оптимальних темпе-

ратур атмосферного повітря на виході з випарника теплового насоса та відповідні їм мінімальні питомі витрати зовнішньої енергії на привід компресора теплового насоса та вентилятора в залежності від температур навколишнього середовища для різних розрахункових температур гріючого теплоносія та втрат тиску у випарнику теплового насоса.

Ключові слова: низькотемпературні системи опалення; тепловий насос; оптимальна температура; питомі витрати зовнішньої енергії на опалення.

Безродный М.К., Притула Н.А.

Об оптимальной работе теплового насоса в низкотемпературных системах отопления с использованием теплоты наружного воздуха.

Приведены результаты анализа оптимальных условий работы теплового насоса в низкотемпературных системах отопления с использованием теплоты наружного воздуха. Получены значения оптимальных температур атмосферного воздуха на выходе из испарителя теплового насоса и соответствующие им минимальные удельные расходы внешней энергии на привод компрессора теплового насоса и вентилятора в зависимости от температур окружающей среды для разных расчетных температур греющего теплоносителя и потерь давления в испарителе теплового насоса.

Ключевые слова: низкотемпературные системы отопления; тепловой насос; оптимальная температура; удельные расходы внешней энергии на отопление.

Bezrodnyi M.K., Prytula N.A.

Efficient operation of the heat pump in low-temperature heating systems utilizing heat of outside air.

The paper provides the results of the analysis of the heat pump operation optimal conditions in low-temperature heating systems utilizing heat of outside air. The values of the heat pump evaporator optimal temperatures with the relative minimal outside energy unit rates for compressor drive and fan are obtained in regard to the ambient temperature for different heating agent temperatures and pressure losses in the heat pump evaporator.

Key words: low-temperature heating systems; heat pump; optimal temperature; outside energy consumption for heating.

УДК 536.2:539.3 Біляєва В.В., Грибанова А.В. Визначення теплофізичних параметрів складених конструкцій із розв'язку обернених задач теплопровідності.

С. 34 – 43. Укр.

Бібл. – 8 назв.

Операційним методом отримані розв'язки задачі нестаціонарної теплопровідності для складених елементів конструкцій з уніфікованими зовнішніми граничними умовами і умовами неідеального теплового контакту. Для розв'язку граничної зворотньої задачі теплопровідності використані методи регуляризации та ортогональних поліномів Чебишева.

Ключові слова: нестаціонарна теплопровідність; складені конструкції; теплообмін.

Беляева В.В., Грибанова А.В.

Определение теплофизических параметров составных конструкций из решения обратных задач теплопроводности.

Операционным методом получены решения задачи нестационарной теплопроводности для составных элементов конструкций с унифицированными внешними граничными условиями и условиями неидеального теплового контакта. Для решения граничной обратной задачи теплопроводности использованы методы регуляризации и ортогональных полиномов Чебышева.

Ключевые слова: нестационарная теплопроводность; составные конструкции; теплообмен.

Bilyaeva V.V., Grybanova A.V.

Determination of thermal physical parameters of composite structures from the solution of inverse heat conduction problems.

Solutions of unsteady heat conduction problem for composite structural elements with unified external boundary conditions and the conditions of nonideal thermal contact have been obtained by the Operational method. The regularization method and the method of orthogonal Chebyshev polynomials have been used to solve the boundary inverse heat conduction problem.

Key words: unsteady heat conduction; composite structures; heat transfer.

УДК 621.438:662.767:532.517.4

Гичёв Ю.А., Адаменко Д.С., Ступак М.Ю.

Экспериментальная проверка адекватности математического моделирования процесса выгорания газообразного топлива в турбулентном факеле.

C. 44 - 50.

Poc.

Бібл. – 6 назв.

В задачу работы входила экспериментальная проверка разработанной математической модели с целью определения качественного и количественного соответствия реальному процессу выгорания топлива и оценки погрешности расчетных данных в результате математического моделирования.

Для проверки адекватности разработанной математической модели проведена серия экспериментов по исследованию процесса выгорания природного газа в объеме турбулентного диффузионного факела.

Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанная модель качественно и количественно отвечает реальному процессу выгорания топлива в объеме факела. Относительная погрешность расчета концентрации природного газа и его продуктов сгорания по длине факела не превышает 7 – 15 %.

Ключевые слова: моделирование; выгорание; турбулентный факел; адекватность; эксперимент.

Гічов Ю.О., Адаменко Д.С., Ступак М.Ю.

Експериментальна перевірка адекватності математичного моделювання процесу вигорання газоподібного палива в турбулентному факелі.

У завдання роботи входила експериментальна перевірка розробленої математичної моделі з метою визначення якісної і кількісної відповідності реальному процесу вигорання палива і оцінки погрішності розрахункових даних в результаті математичного моделювання.

Для перевірки адекватності розробленої математичної моделі проведена серія експериментів по дослідженню процесу вигорання природного газу в об'ємі турбулентного дифузійного факела.

Порівняння чисельних і експериментальних даних показало, що розроблена модель якісно і кількісно відповідає реальному процесу вигорання палива в об'ємі факела. Відносна погрішність розрахунку концентрації природного газу і його продуктів згорання по довжині факела не перевищує 7 – 15 %.

Ключові слова: моделювання; вигорання; турбулентний факел; адекватність; експеримент.

Gichov U.A., Adamenko D.S., Stupak M.U.

Experimental adequacy verification of mathematical design of gaseous fuel burning down process is in turbulent torch.

In the task of work experimental verification of the developed mathematical model was included with the purpose of determination of highquality and quantitative accordance the real process of fuel burning down and calculation information error estimation as a result of mathematical design.

For verification of adequacy of the developed mathematical model the series of experiments are conducted on research of natural gas burning down process in the volume of turbulent diffusive torch.

Comparison of numeral and experimental information rotined that the developed model high-quality and in number answers the real process of fuel burning down in the volume of torch. The relative error of natural gas and his combustion products concentration calculation on length of torch does not exceed 7 - 15 %.

Keywords: design; burning down; turbulent torch; adequacy; experiment.

УДК 669.053:532.525

Гичёв Ю.А., Перцевой В.А., Карабеза И.И.

Экспериментальная проверка адекватности инженерного и математического моделирования натекания газовой струи на тупиковый канал.

C. 51 – 61.

Poc.

Бібл. – 12 назв.

Данная работа касается системы газодинамической отсечки шлака при выпуске плавки из сталеплавильных конвертеров. Тупиковый канал в эксперименте имитирует летку конвертера, а днище тупикового канала – заторможенный в летке шлак.

Для проверки адекватности инженерной и математической модели натекания газовой струи на тупиковый канал разработана специальная методика и выполнено экспериментальное исследование. Сравнение численных и экспериментальных данных показало, что разработанные модели качественно и количественно соответствуют реальному процессу фронтального и бокового натекания газовой струи на тупиковый канал. Относительная погрешность расчета полного давления газа на внутреннюю поверхность тупикового канала при использовании инженерной модели не превышает 22 %, а математической – 12 %.

Ключевые слова: тупиковый канал; газовая струя; инженерная и математическая модель; эксперимент; адекватность.

Гічов Ю.О., Перцевой В.А., Карабеза І.І.

Експериментальна перевірка адекватності інженерного і математичного моделювання натікання газового струменя на тупиковий канал.

Дана робота стосується системи газодинамічної відсічення шлаку при випуску плавки з сталеплавильних конвертерів. Тупиковий канал в експерименті імітує льотку конвертера, а днище тупикового каналу – загальмований в льотці шлак.

Для перевірки адекватності інженерної та математичної моделі натікання газового струменя на тупиковий канал розроблена спеціальна методика і виконано експериментальне дослідження. Порівняння чисельних і експериментальних даних показало, що розроблені моделі якісно і кількісно відповідають реальному процесу фронтального і бічного натікання газового струменя на тупиковий канал. Відносна похибка розрахунку повного тиску газу на внутрішню поверхню тупикового каналу при використанні інженерної моделі не перевищує 22 %, а математичної – 12 %.

Ключові слова: тупиковий канал; газовий струмінь; інженерна та математична модель; експеримент; адекватність.

Gichiov Y.A., Pertsevoy V.A., Karabeza I.I.

Experimental verification of the adequacy of engineering and mathematical modeling of gas jet hitting a dead-end vent.

This research concerns the system of gas-dynamic cutoff for tapping slag from the steelmaking converter. Dead-end vent in the experiment simulates a tapped converter, and the bottom of the dead-end vent represents the slag inhibited in the taphole.

To test the adequacy of engineering and mathematical modeling of gas jet hitting a dead-end vent a special technique for the actual experimental study has been developed. Comparison of numerical and experimental data showed that the developed model qualitatively and quantitatively reflect the actual process of the frontal and side-leakage of the gas jet on the dead-end vent. The relative error in calculating the total gas pressure on the inner surface of the dead-end vent using engineering model does not exceed 22 %, and for mathematical model -12 %.

Key words: dead-end vent; gas jet; engineering and mathematical model; experiment; adequacy.

УДК 66.045 Гридин С.В., Колесниченко Н.В., Сафьянц А.С. Исследование эффективности работы источника горячего водоснабжения с использованием комплекса КГУ-ТНУ.

C. 62 – 71. Poc.

Бібл. – 6 назв.

Выполнен анализ работы источника горячего водоснабжения, состоящего из когенерационной установки, тепловых насосов компрессионного типа и бака-аккумулятора, сглаживающего пики потребления. При такой схеме вырабатываемая электроэнергия используется только для привода теплового насоса и на собственные нужды предприятия, а теплота, утилизируемая в когенерационной установке, идет на нагрев теплоносителя после теплового насоса. Показано, что срок окупаемости данной схемы составляет до 3,5 лет и может быть дополнительно снижен при использовании электроэнергии из сети часы ночного минимума потребления, так как ее цена будет ниже себестоимости вырабатываемой электроэнергии. Тепловая мощность комплекса КГУ-ТНУ выбирается по средней нагрузке ГВС в выходной день зимнего периода.

Ключевые слова: когенерация; тепловой насос; бак-аккумулятор.

Гридін С.В., Колесніченко Н.В., Саф'янц А.С.

Дослідження ефективності роботи джерела гарячого водопостачання з використанням комплексу КГУ-ТНУ.

Виконаний аналіз роботи джерела гарячого водопостачання, що складається з когенераційної установки, теплових насосів компресійного типу і бака-акумулятора, що згладжує піки споживання. При такій схемі електроенергія, що виробляється, використовується тільки для приводу теплового насоса і на власні потреби підприємства, а теплота, утилізована в когенераційній установці, йде на нагрів теплоносія після теплового насоса. Показано, що термін окупності даної схеми складає до 3,5 років і може бути додатково знижений при використанні електроенергії з мережі в години нічного мінімуму споживання, так як її ціна буде нижче собівартості вироблюваної електроенергії. Теплова потужність комплексу КГУ-ТНУ обирається за середнім навантаженням ГВП у вихідний день зимового періоду.

Ключові слова: когенерація; тепловий насос; бак-акумулятор.

Gridin S.V., Kolesnichenko N.V., Safyants A.S.

Analysis of the hot water source efficiency utilizing cogeneration unit and heat pump.

The paper analizes efficiency of the hot water source which consists of a cogeneration unit, heat pump and the storage tank. In this scheme, the generated electricity is used only to drive the heat pump and to satisfy the company's own needs. The heat produced in the cogeneration unit is warming up the coolant after the heat pump. It is shown that the payoff period of the scheme is up to 3.5 years long and can be further reduced by using electricity from the electricity network during the minimum consumption night time, since its price is lower than the cost of the electricity generated by the cogeneration unit. The thermal capacity of the complex is selected according to the average load of hot water in the winter holiday period.

Keywords: cogeneration; heat pump; storage tank.

УДК 563.2:539.3

Губин А.И., Малая Ю.А.

Математическое моделирование тепловых процессов при лазерной обработке материалов на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности.

C. 72 – 85. Poc.

Бібл. – 12 назв.

Построена математическая модель тепловых процессов при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности. Рассмотрены две математические модели процессов теплопроводности при лазерном воздействии на материалы, соответствующие условиям, которые часто встречаются на практике. Разработан алгоритм совместного применения метода пространственно-временных квадрантов и операционного метода для решения нелинейных задач теплопроводности на основе гиперболического уравнения. Проведены расчеты температурных полей при лазерном воздействии на неограниченную пластину.

Ключевые слова: концентрированные потоки энергии; математическое моделирование; нелинейное гиперболическое уравнение теплопроводности.

Губін О.І., Мала Ю.А.

Математичне моделювання теплових процесів при лазерній обробці матеріалів на основі нелінійного гіперболічного рівняння теплопровідності.

Побудована математична модель теплових процесів при дії концентрованих потоків енергії на матеріали на основі гіперболічного рівняння теплопровідності. Розглянуті дві математичні моделі процесів теплопровідності при лазерній дії на матеріали, які відповідають умовам, котрі часто зустрічаються на практиці. Розроблено алгоритм сумісного застосування методу просторово-часових квадрантів та операційного методу для розв'язку нелінійних задач теплопровідності на основі гіперболічного рівняння. Проведені розрахунки температурних полів при лазерній дії на необмежену пластину.

Ключові слова: концентровані потоки енергії; математичне моделювання; нелінійне гіперболічне рівняння теплопровідності.

Gubin A. I., Malaya Ju. A.

Mathematical modeling of thermal processes in laser treatment of materials on the basis of nonlinear hyperbolic heat conductivity equation.

The mathematical model of heat processes under the action of concentrated energy fluxes on materials is constructed on the basis of nonlinear heat conduction equation. Two mathematical models of heat conduction processes under the laser action on materials, corresponding to the conditions that are often encountered in practice, have been considered. The algorithm of combined use of the method of space and temporal quadrants and an operation method for solving nonlinear heat conduction problems based on the hyperbolical equation has been developed. The calculations of temperature fields under the laser influence on the infinite plate have been performed.

Key words: concentrated energy flows; mathematical modeling; nonlinear hyperbolic heat conductivity problem.

УДК 66.045

Губинский В.И., Воробьёва Л.А.

Уточнение критериальной зависимости для расчета теплоотдачи в трубчатом минирегенераторе.

C. 86 – 93.

Poc.

Бібл. – 9 назв.

По результатам экспериментального исследования теплообмена в трубчатом минирегенераторе уточнена критериальная зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях смешанной конвекции при ламинарном движении газов. Установлено, что граничные условия теплообмена в трубчатом минирегенераторе не соответствуют теплообмену при постоянной плотности теплового потока или при постоянной температуре трубы, для которых теоретически определены значения чисел Нуссельта (4,36 и 3,66).

Ключевые слова: регенератор; трубная насадка; теплообмен; коэффициент теплоотдачи; конвекция. Губинський В.Й., Воробйова Л.О.

Уточнення критеріальної залежності для розрахунку тепловіддачі в трубчастому мінірегенераторі.

За результатами експериментального дослідження теплообміну в трубчастому мінірегенераторі уточнена критеріальна залежність для розрахунку коефіцієнту тепловіддачі в умовах змішаної конвекції при ламінарній течії газів. Встановлено, що граничні умови теплообміну в трубчастому мінірегенераторі не відповідають теплообміну при постійній густині теплового потоку або при постійній температурі труби, для яких теоретично визначені значення чисел Нусельта (4,36 і 3,66).

Ключові слова: регенератор; трубна насадка; теплообмін; коефіцієнт тепловіддачі; конвекція.

Gubynskyi V.I., Vorobyiova L.A.

Specification of the criterial relation for computing heat radiation coefficient in the tube microregenerator.

Experimental research into heat exchange in the tube microregenerator resulted in more accurate criterial relation for computing heat radiation coefficient in conditions of mixed convection and laminar gas movement. It is established that boundary conditions of heat exchange in the tube microregenerator do not correspond to the heat exchange for constant heat flow density and constant tube temperature for which values of Nusselt numbers have been theoretically determined.

Key words: regenerator; tube checker; heat exchange; heat radiation coefficient; convection.

УДК 536:666.291.5

Губинский М.В., Затопляев Г.М., Радченко Р.Ю. Исследования теплофизических свойств керамического жидкого теплоизоляционного покрытия.

C. 94 – 101.

Poc.

Бібл. – 5 назв.

Разработана методика определения теплофизических свойств жидкого керамического теплоизоляционного покрытия. В отличие от известных методик данная методика учитывает особенности исследуемого покрытия – сложность измерения температуры поверхности, что исключает влияние свободной конвекции. С ее помощью определены теплофизические свойства керамического жидкого теплоизоляционного покрытия – степень черноты и действительный коэффициент теплопроводности. Ключевые слова: теплофизические свойства; жидкие керамические теплоизоляционные покрытия; степень черноты; действительный коэффициент теплопроводности.

Губинський М.В., Затопляєв Г.М., Радченко Р.Ю.

Дослідження теплофізичних властивостей рідкого керамічного теплоізоляційного покриття.

Розроблено методику визначення теплофізичних властивостей рідкого керамічного теплоізоляційного покриття. На відміну від відомих методик дана методика враховує особливості досліджуваного покриття – складність вимірювання температури поверхні, що виключає вплив вільної конвекції. З її допомогою визначено теплофізичні властивості керамічного рідкого теплоізоляційного покриття – ступінь чорноти, дійсний коефіцієнт теплопровідності.

Ключові слова: теплофізичні властивості, рідкі керамічні теплоізоляційні покриття, ступінь чорноти, дійсний коефіцієнт теплопровідності.

Gubynskyi M.V., Zatoplyaiev G.M., Radchenko R.Yu. Research into thermophysical properties of liquid ceramic heat insulating coating.

The method of determining thermophysical properties of liquid ceramic insulation coating has been developed. This methodology takes into account the peculiarities of the investigated coating - the complexity of measuring the surface temperature, which eliminates the influence of free convection. The thermophysical properties of liquid ceramic insulation coating – degree of blackness and actual heat conductivity coefficient – were defined with the help of the developed technique.

Key words: thermophysical properties; liquid ceramic insulation coatings; degree of blackness; actual heat conductivity coefficient.

УДК 662.661.25

Ерёмин А.О., Губинский В.И.

Влияние динамических характеристик струй топлива и воздуха на циркуляцию и температурное поле газов в камерной печи с одной горелкой.

C. 102 – 116.

Poc.

Бібл. – 7 назв.

В работе представлены результаты исследования движения печных газов в типовом рекуперативном нагревательном колодце и в нагревательном колодце с шариковыми регенераторами. Показано влияние динамических характеристик топливной и воздушной струй, истекающих из отверстий горелки на циркуляцию печных газов и температурное поле в печи.

Ключевые слова: нагревательный колодец; динамические характеристики; температурное поле газов; кинетическая энергия струй.

Єрьомін О.О., Губинський В.Й.

Вплив динамічних характеристик струменів палива і повітря на циркуляцію і температурне поле газів в камерній печі з одним пальником.

В роботі представлені результати дослідження руху пічних газів в типовому рекуперативному нагрівальному колодязі та в нагрівальному колодязі з кульковими регенераторами. Показано вплив динамічних характеристик паливного та повітряного струменів, що витікають з отворів пальника на циркуляцію пічних газів та температурне поле в печі.

Ключові слова: нагрівальний колодязь; динамічні характеристики; температурне поле газів; кінетична енергія струменя.

Yeriomin A.O., Gubynskyi V.I.

Impact of dynamic characteristics of fuel and air jets on the circulation and temperature field of gases in one-burner chamber furnace.

The paper presents results of the research into furnace gases movement in a conventional recuperative soaking pit and the soaking pit with ball regenerators. It is shown that dynamic characteristics of fuel and air jets coming from the burner holes influence furnace gases circulation and temperature field of the furnace.

Key words: soaking pit; dynamic characteristics; temperature field of gases; kinethic energy of jets.

УДК [621.1:536.423.1]:622.012

Кирсанов М.В.

О переходе скорости вскипающего потока через звуковую в сопле гидропаровой турбины (ГПТ).

C. 117 – 127.

Poc.

Бібл. – 9 назв.

Для вскипающего потока получена зависимость скорости звука от объёмного содержания паровой фазы. С её использованием разработана математическая модель перехода скорости вскипающего потока через звуковую в сопле гидропаровой турбины (ГПТ). Математическая модель позволяет определить все параметры вскипающего потока в минимальном сечении сопла ГПТ, включая и межфазную температурную неравновесность (ΔT)m . Информация о (ΔT)m необходима для оптимизации параметров теплофизических процессов в сопле ГПТ.

Ключевые слова: гидропаровая турбина (ГПТ); двухфазная среда; скорость звука; температурная неравновесность.

Кірсанов М.В.

Про перехід швидкості вскіпаючого потоку через звукову у соплі гідропарової турбіни (ГПТ).

Для вскіпаючого потоку отримано співвідношення швидкості звуку від об'ємного вмісту парової фази. З його використанням розроблено математичну модель переходу швидкості вскіпаючого потоку через звукову у соплі гідропарової турбіни (ГПТ). Математична модель дає можливість визначити всі параметри вскіпаючого потоку в мінімальному перетині сопла ГПТ, включно з нерівноважністю температури (Δ T)m між фазами. Інформація про (Δ T)m необхідна для оптимізації параметрів теплофізичних процесів у соплі ГПТ.

Ключові слова: гідропаровая турбіна (ГПТ); двофазне середовище; швидкість звуку; температурна нерівноважність.

Kirsanov M.V.

How sintering flow rate surpasses the sound speed in the nozzle of a hydro-vapour turbine (HVT).

Relationship btween the sound speed and volume concentration of vapour phase in the sintering flow has been obtained. The mathematical model of the speed transition beyond the sound value in hydro-vapour turbine nozzle was developed on the basis of this relationship. The model allowstos determine all parameters of sintering flow across the minimal section of HVT nozzle, including temperature nonequilibrium between phases (Δ T)m. Information about (Δ T)m is necessary for optimization parameters of the thermophysical processes in HVT nozzle.

Keywords: hydro-vapour turbine (HVT); two-phase medium; sound speed; temperature nonequilibrium.

УДК 66.045

Клевцур О.Ю., Пульпинский В.Б., Перерва В.Я.

Сравнение численно-аналитического, аналитического и инженерного методов расчета нагрева тел простой формы.

C. 128 – 134.

Poc.

Бібл. – 3 назв.

Нелинейные задачи теплопроводности решают с помощью приближенных инженерных методов расчета, численных и численноаналитических методов. В данной статье рассматривается численноаналитический метод, основанный на использовании аналитического решения при граничных условиях II рода, и сравнивается с аналитическим и инженерным методами расчета нагрева тел простой формы. Предложенный численно-аналитический метод имеет меньшую погрешность по сравнению с аналитическим решением, чем инженерный метод, и при этом надо учесть, что он может быть использован в инерционном периоде нагрева.

Ключевые слова: тела простой формы; нагрев; методы расчета.

Клевцур О.Ю., Пульпинський В.Б., Перерва В.Я.

Порівняння чисельно-аналітичного, аналітичного та інженерного методів розрахунку нагріву тіл простої форми.

Нелінійні задачі теплопроводності вирішують за допомогою наближених інженерних методів розрахунку, чисельних і чисельноаналітичних методів. У даній статті розглядається чисельноаналітичний метод, заснований на використанні аналітичного рішення при граничних умовах II роду, і порівнюється з аналітичним та інженерним методами розрахунку нагрівання тіл простої форми. Запропонований чисельно-аналітичний метод має меншу похибку в порівнянні з аналітичним рішенням, ніж інженерний метод, і при цьому треба врахувати, що в даному прикладі він використаний в інерційному періоді нагріву.

Ключові слова: тіла простої форми; нагрів; методи розрахунку.

Klevtsur O.Yu., Pulpinskiy V.B., Pererva V.Ya.

Comparison of numerical-analytical, analytical and engineering methods for calculating heating of bodies of simple shape.

Nonlinear heat conduction problems are solved by using analytical and numerical-analytical methods as well as approximate engineering methods of calculation. The article describes a numerical-analytical method based on the use of analytical solutions for the boundary conditions of type II, and compared with analytical and engineering methods for calculating heating of bodies of simple shape. The proposed numerical-analytical method has less error compared with the analytical solution than the engineering method, and thus it is necessary to take into account that it can be used in the inertial period of heating.

Keywords: body of simple shape; heating; methods of calculation.

УДК 532.5.072.15 Кошлак Г.В. Производство пористого материала с прогнозируемыми теплофизическими характеристиками.

C. 135 – 141. Poc.

Бібл. – 5 назв.

Приведены экспериментальные данные, на основании которых изучено влияние различных факторов на пористость, теплопроводность, прочность и термостойкость нового теплоизоляционного пористого материала. Приведена математическая модель влияния этих факторов на указанные показатели, с помощью которой можно прогнозировать его свойства.

Ключевые слова: пористые материалы; технологии вспучивания; теплофизические характеристики; математическая модель.

Кошлак Г.В.

Виробництво пористого теплоізоляційного матеріалу з прогнозованими теплофізичними характеристиками.

Наведено експериментальні дані, на підставі яких досліджено вплив різних факторів на пористість, теплопровідність, міцність і термостійкість нового теплоізоляційного пористого матеріалу. Приведено математичну модель впливу цих факторів на зазначені показники, за допомогою якої можна прогнозувати його властивості.

Ключові слова: пористі матеріали; технології спучування; теплофізичні характеристики; математична модель.

Koshlak A.V.

Production of porous material with predictable thermophysical properties.

The paper presents experimental data which allowed to study the influence of different factors on porosity, heat conductivity, durability and heat-resistance of a new heat insulating porous material. The mathematical model of these factors impact on the indicated indexes of the material enabling to forecast its properties, is developed.

Keywords: porous materials; foaming technologies; thermophysical properties; mathematical model.

УДК 621.314 Кремнева Е.В. Исследование процесса пиролиза биомассы в плотном слое с учетом вторичной реакции разложения смолы.

C. 142 – 154. Poc.

Бібл. – 13 назв.

Разработана математическая модель процесса пиролиза биомассы в плотном слое, которая основана на применение многостадийной схемы разложения основных химических компонентов биомассы (целлюлозы, гемицеллюлозы, лигнина) с учетом вторичной реакции разложения смолы в газ. С целью проверки адекватности математической модели проведены экспериментальные исследования процесса пиролиза соломы пшеницы, лузги подсолнечника и древесных опилок при максимальной температуре пиролиза 750 °С. Исследовано влияние вторичной термической обработки пиролизного газа на изменение содержания смолы и состава пиролизного газа. Термическая обработка осуществлялась в плотном слое насадки из боя шамотного кирпича, нагретого до температуры 850 °С. Показано, что математическая модель позволяет производить расчеты выхода основных компонентов биомассы с погрешностью до 20 %.

Ключевые слова: биомасса; пиролиз; математическое моделирование; вторичная термическая обработка; адекватность.

Кремнева К.В.

Дослідження процесу піролізу біомаси в щільному шарі з урахуванням вторинної реакції розкладання смоли.

Розроблено математичну модель процесу піролізу біомаси в щільному шарі, що заснована на застосуванні багатостадійної схеми розкладання основних хімічних компонентів біомаси (целюлози, геміцелюлози, лігніну) з урахуванням вторинної реакції розкладання смоли в газ. З метою перевірки адекватності математичної моделі проведені експериментальні дослідження процесу піролізу соломи пшениці, лузги соняшника та деревної тирси при максимальній температурі піролізу 750 °С. Досліджено вплив вторинної термічної обробки піролізного газу на зміну змісту смоли й складу піролізного газу. Термічна обробка здійснювалася в щільному шарі насадки з бою шамотної цегли, нагрітої до температури 850 °С. Показано, що математична модель дозволяє виконувати розрахунки виходу основних компонентів біомаси з погрішністю до 20 %.

Ключові слова: біомаса; піроліз; математичне моделювання; вторинна термічна обробка; адекватність. Kremniova Ye.V.

Research into the process of biomass pyrolysis in the fixed bed taking into account secondary reaction of tar decomposition.

The mathematical model of biomass pyrolysis in the fixed bed is developed. The model is grounded on the multi-stage scheme of decomposing the basic biomass chemical ingredients (cellulose, hemicellulose, lignin) taking into account secondary reaction of tar decomposition in gas. Experimental research into pyrolysis of wheat straw, sunflower hulls and sawdust was conducted at the maximum pyrolysis temperature of 750 °C in order to check the adequacy of the mathematical model. The effect of the secondary heat treatment of pyrolysis gas on resin content and pyrolysis gas composition variation is studied. The heat treatment was carried out in the dense bed of checkerwork from crushed chamotte brick heated up to the temperature of 850 °C. It is showed that the mathematical model allows to calculate the yield of the basic biomass ingredients with a margin error to 20 %.

Keywords: biomass; pyrolysis; mathematical modeling; secondary heat treatment; adequacy.

УДК 536.421.4+548.527 Недопекин Ф.В., Петренко В.И., Петренко А.А. Кристаллизация расплава – аналог мартенситных превраще-

ний.

C. 155 – 166.

Poc.

Бібл. – 16 назв.

Образование твердой фазы из расплава рассматривается как процесс, протекающий аналогично мартенситным превращениям твердой фазы, т.е со скоростью распространения звука и циклически. Принципиальное отличие предложенной модели заключается в том, что кристаллизация осуществляется при постоянном переохлаждении для каждого вещества. Приводятся формулы, полученные теоретическим путем для расчета основных параметров кристаллизации, и примеры конкретных расчетов для конкретных веществ.

Ключевые слова: взрывная кристаллизация; единичный акт кристаллизации; предкристаллизационное переохлаждение; скорость и время кристаллизации.

Недопекін Ф.В., Петренко В.І., Петренко О.О. Кристалізації розплаву – аналог мартенситних перетворень.

Утворення твердої фази з розплаву розглядається як процес, що протікає аналогічно мартенситним перетворенням твердої фази, тобто

зі швидкістю поширення звуку і циклічно. Принципова відмінність запропонованої моделі полягає у тому, що кристалізація здійснюється при постійному переохолодженні для кожної речовини. Наводяться формули, отримані теоретичним шляхом для розрахунку основних параметрів кристалізації, і приклади конкретних розрахунків для конкретних речовин.

Ключові слова: вибухова кристалізація; одиничний акт кристалізації; предкристалізаційне переохолодження; швидкість і час кристалізації.

Nedopekin F.W., Petrenko V.I., Petrenko A.A. Melt crystallization as the analogue of martensitic conversions.

Formation of solid phase from the melt is considered to be the process similar to martensitic transformations of the solid phase, i.e. cyclically and at the speed of sound. The principal characteristic of the proposed model is that crystallization is carried out with constant supercooling for each substance. The paper presents the formulas obtained by theoretical calculation of core crystallization parameters and examples of specific calculations for specific substances.

Key words: explosive crystallization; single act of crystallization; precrystallization supercooling; rate and time of crystallization.

УДК 621.01.216

Павленко А.М., Климов Р.А.

Эффекты нестабильностей при взаимодействии двух закипающих частиц эмульсии.

C. 167 – 175.

Poc.

Бібл. – 5 назв.

В данной работе предлагается рассмотрение процессов дробления дисперсной фазы эмульсии. Показана возможность дробления больших капель малыми при вскипании водной фазы в результате резкого сброса давления, с учетом силового воздействия одной капли на другую, основанного на критериях нестабильности Бонда и Вебера. Указано на применимость модели для определения процессов перемещения, деформации либо дробления включений дисперсной фазы.

Ключевые слова: эмульсия; закипание; дробление; ускорение; нестабильность; тепловой поток.

Павленко А.М., Клімов Р.О.

Ефекти нестабільностей при взаємодії двох закипаючих часток емульсії.

В даній роботі пропонується розгляд процесів подрібнення дисперсної фази емульсії. Показано можливість подрібнення великих крапель малими при закипанні водної фази в результаті різкого скидання тиску, з урахуванням силової дії однієї краплі на іншу, заснованої на критеріях нестабільності Бонда і Вебера. Вказано на можливість застосування моделі для визначення процесів переміщення, деформації або подрібнення включень дисперсної фази.

Ключові слова: емульсія; закипання; подрібнення; прискорення; нестабільність; тепловий потік.

Pavlenko A.M., Klimov R. A.

Effects of nonstabilities for the interaction between two simmering particles of emulsion.

The paper considers processes of crushing the dispersion phase of emulsion. It is shown that large drops can be crushed by small ones during simmering of the water phase resulting from the sharp pressure drop, taking into account the force effect of one drop on another, which is based on Bond and Veber criteria of instability. It is indicated that the model can be applied for determining processes of movement, deformation or crushing of dispersion phase inclusions.

Keywords: emulsion; effervescence; crushing; acceleration; instability; thermal flow.

УДК 621.01.216 Павленко А.М., Сайко Е.Н. Особенности передачи тепла в замкнутом объеме. С. 176–182. Рос. Бібл.–4 назв.

В данной работе рассмотрены некоторые аспекты проблемы исследования теплопроводности пористых материалов, в частности, вопросы влияния температуры греющей поверхности на процесс передачи тепла конвекцией в порах гетерогенных систем. Предложена математическая модель гравитационной конвекции, которая дает возможность оценки интенсивности конвективного течения.

Ключевые слова: конвективный теплообмен; дисперсный материал; температурный градиент.

Павленко А.М., Сайко О.М.

Особливості передачі тепла в замкнутому об'ємі.

У даній роботі розглянуті деякі аспекти проблеми дослідження теплопровідності пористих матеріалів, зокрема, питання впливу тем-

ператури гріючої поверхні на процес передачі тепла конвекцією в порах гетерогенних систем. Запропонована математична модель гравітаційної конвекції, яка дає можливість оцінки інтенсивності конвективної течії.

Ключові слова: конвективний теплообмін; дисперсний матеріал; температурний градієнт.

Pavlenko A.M., Sayko E.N.

Specifics of heat transfer in the confined space.

The paper considers certain aspects of research into heat conductivity of porous materials, in particular, the influence of heating surface temperature on the process of heat transfer by convection in the pores of heterogeneous systems. The mathematical model of gravity convection which allows to estimate intensity of convection flow is suggested.

Keywords: convective heat transfer; disperse material; temperature gradient.

УДК 536.2 (075):621.771.25

Перерва В.Я, Шевченко Г.Л., Усенко А.Ю., Пульпинский В.Б. Результаты моделирования охлаждения заготовок при прокатке на сортовых станах с применением экранов.

C. 183 – 188.

Poc.

Бібл. – 5 назв.

Рассмотрен вариант реализации энергоэффективных режимов совместной работы нагревательной печи и прокатного стана, обеспечивающих получение проката заданного качества при минимизации энергозатрат, за счет установки экранной изоляции над рольгангом. Определены основные слагаемые уравнения теплового баланса процесса прокатки и основные потери теплоты раскатом при прокатке. Приведены результаты численных исследований влияния экранирования рольганга на температурное состояние раската при прокатке.

Ключевые слова: экранирование рольганга; раскат; энергоэффективные режимы; температурное состояние.

Перерва В.Я, Шевченко Г.Л., Усенко А.Ю., Пульпінський В.Б.

Результати моделювання охолодження заготовок при прокатці на сортових станах із застосуванням екранів.

Розглянуто варіант реалізації енергоефективних режимів спільної роботи нагрівальної печі і прокатного стану, що забезпечують отримання прокату заданої якості при мінімізації енерговитрат, за рахунок установки екранної ізоляції над рольгангом. Визначені основні скла-

дові рівняння теплового балансу процесу прокатки і основні втрати теплоти розкатом при прокатці. Приведені результати чисельних досліджень впливу екранування рольгангу на температурний стан розкату при прокатці.

Ключові слова: екранування рольгангу; розкат; енергоефективні режими; температурний стан.

Pererva V.Ya, Shevchenko G.L., Usenko A.Yu., Pulpinskiy V.B.

Results of modeling ingot cooling during high grade rolling with the use of screens.

The paper analyzes realization of power efficient operation mode of the heating furnace and the section roll, ensuring manufacturing of the sheet iron with pre-set properties with minimum energy consumption due to energy-saving screens set above the rolling-table. The basic components of the thermal balance equation of the rolling process was determined and the basic heat losses of the rolled bloom were defined. The results of numeral research into the impact of roll screening on the temperature state of the bloom during rolling are presented.

Key words: roll screening; rolled bloom; energy-efficient regimes; temperature state

УДК 621.314

Пивняк Г.Г., Дрешпак Н.С.

Режимы индукционного нагрева разъемных соединений деталей машин.

C. 189 – 203.

Poc.

Бібл. – 7 назв.

Создана математическая модель для анализа теплового процесса индукционного нагрева соединений деталей с целью их демонтажа. Обоснована необходимость использования численного метода расчета теплового процесса, который протекает в поперечном разрезе нагреваемой втулки. Определено влияний электромагнитных параметров на характеристики нагревания.

Ключевые слова: индукционный нагрев; посадка с натягом; демонтаж соединений.

Півняк Г.Г., Дрешпак Н.С.

Режими індукційного нагрівання рознімних з'єднань деталей машин.

Створено математичну модель для аналізу теплового процесу індукційного нагріву з'єднань деталей з метою їх демонтажу. Обґрунтована необхідність використання числельного методу розрахунку теплового процесу, що протікає в поперечному перетині втулки, яка нагрівається. Визначено вплив електромагнітних параметрів на характеристики нагрівання.

Ключові слова: індукційний нагрів; посадка з натягом; демонтаж з'єднань.

Pivnyak G.G., Dreshpak N.S.

Modes of induction heating of machine components with detachable connection.

A mathematical model for the analysis of induction heating of components connections with the purpose of their dismantling is created. The necessity of numerical method application for computing the thermal process that takes place in the cross–section of the heated coupling is grounded. The influence of electromagnetic parameters on heating characteristics is determined.

Key words: induction heating; interference fit; connections dismantling.

УДК 621.78

Романько Я.В., Решетняк С.И., Романько В.В. Моделирование цилиндрического регенератора с радиальным движением теплоносителей.

С. 204 – 210. Рос. Бібл. – 5 назв.

С помощью математической модели изучена тепловая работа цилиндрического регенератора с радиальным движением продуктов сгорания топлива и нагреваемого воздуха. С целью улучшения характеристик теплообменника рассмотрена замена шариковой насадки на комбинированную насадку, состоящую из сотовых керамических блоков и шариковой засыпки. Исследовано влияние высоты насадки, диаметра шариков, толщины теплоаккумулирующего слоя, а также доли сотовой насадки в этом слое на коэффициент регенерации теплоты. Показано влияние отдельных параметров насадки на потери давления теплоносителей.

Ключевые слова: радиальный цилиндрический регенератор; шариковая насадка; сотовая насадка; коэффициент регенерации тепла.

Романько Я.В., Решетняк С.І., Романько В.В. Моделювання циліндричного регенератора з радіальним рухом теплоносіїв. За допомогою математичної моделі вивчена теплова робота циліндричного регенератора з радіальним рухом продуктів згоряння палива та повітря, що нагрівається. З метою покращення характеристик теплообмінника розглянута заміна кулькової насадки на комбіновану насадку, що складається з сотових керамічних блоків та кулькової засипки. Досліджено вплив висоти насадки, діаметру кульок, товщини теплоакумулюючого шару, а також долі сотової насадки в цьому шарі на коефіцієнт регенерації теплоти. Показано вплив окремих параметрів насадки на втрати тиску теплоносіїв.

Ключові слова: радіальний циліндричний регенератор; кулькова насадка; сотова насадка; коефіцієнт регенерації теплоти.

Romanko Ya.V, Reshetniak S.I., Romanko V.V.

Modeling of cylindrical regenerator with radial flow of heat-transfers.

Heat operation of cylindrical regenerator with radial flow of fuel combustion products and heated air was studied using the mathematical model. In order to improve heat exchanger characteristics the use of combined packing instead of ball packing was analyzed. This combined packing consists of honeycomb ceramic blocks and ball filling. It is studied how the filling height, balls diameter, thickness of heat-storage layer and percentage of cell blocks in this layer influence coefficient of heat regeneration. The impact of some filling parameters upon pressure loss of heat-carriershas been investigated.

Key words: radial cylindrical regenerator; ball packing; honeycomb packing; coefficient of heat regeneration.

УДК 621.783.2 Сысоева Т.Е., Абраменков Ю.Я. Расчетная модель тепловой работы секционной печи. С. 211 – 224. Рус. Библ. – 8 назв.

В данной работе представлена расчетная модель секционной печи, которая более полно описывает процессы, происходящие в ее рабочем пространстве. Показана необходимость учета теплоотдачи при горении топлива на поверхности трубы, которая является существенной в тепловой работе печи наравне с конвективным теплообменом и составляет до 6 – 12 %. Проверено соответствие расчетной модели экспериментальным данным. Основным направлением совершенствования секционных печей можно считать – обеспечение более полной утилизации теплоты продуктов сгорания. Предложен энергосберегающий режим ее тепловой работы, который позволяет экономить общий расход топлива на печь до 5 %. Экспериментальный анализ работы секционной печи показал, что в продуктах сгорания находилось значительное количество кислорода (более 2 %), поэтому для ее нормальной работы необходимо отрегулировать работу горелок, чтобы обеспечить коэффициент расхода воздуха 1,1, что позволит сократить общий расход топлива на 10 – 11 %.

Ключевые слова: расчетная модель; секционная печь; теплообмен; расход топлива; горелка; горение; длина факела; тепловой баланс.

Сисоєва Т.Є., Абраменков Ю.Я.

Розрахункова модель теплової роботи секційної печі.

У даній роботі подано розрахункову модель секційної печі, яка більш повно описує процеси, що відбуваються у її робочому просторі. Показано необхідність урахування тепловіддачі при горінні палива на поверхні труби, що є суттєвим у тепловій роботі секційної печі нарівні з конвективним теплообміном і становить приблизно 6 – 12 %. Перевірено відповідність розрахункової моделі експериментальним даним. Основним напрямком удосконалювання теплової роботи секційної печі можна вважати – забезпечення більш повної утилізації теплоти продуктів згоряння, що залишають піч. Запропоновано енергозберігаючий режим її теплової роботи, що дозволяє зменшити загальну витрату палива на піч до 5 %. Експериментальний аналіз секційної печі показав, що у продуктах згоряння перебувала значна кількість кисню (більше 2 %), тому для її нормальної роботи необхідно відрегулювати роботу пальників, щоб забезпечити коефіцієнт витрати палива 1,1, що дозволить скоротити загальну витрату палива на 10 – 11 %.

Ключові слова: розрахункова модель; секційна піч; теплообмін; витрата палива; пальник; горіння; довжина факела; тепловий баланс.

Sysoieva T.Ye., Abramenkov Yu.Ya.

Computational model of sectional furnace thermal operation.

The paper presents the computational model of the sectional furnace which ultimately describes the processes taking place in its working space. The research proves that for the case of fuel burning on the pipe surface it is necessary to consider heat exchange which constitutes 6 - 12 % and is as significant for the thermal operation of the furnace as convective heat exchange. The relevance of the computational model to experimental data has been checked. More efficient utilization of the combustion products heat is the primary objective of the sectional furnace improvement. Suggested energy-saving regime of the furnace heat operation allows to reduce the total fuel consumption to 5 %. Experimental analysis of the sectional furnace work demonstrated that combustion products contain a high percentage of oxygen (up to 2 %). That is why it is necessary to regulate the work of burners in order to ensure the air consumption coefficient 1,1 which will allow to reduce the total fuel consumption by 10 - 11 %.

Key words: computational model; sectional furnace; heat exchange; fuel consumption; burner; combustion; torch length; heat balance.
3MICT

<i>Безродний М.К., Галан М.А.</i> Енергетична ефективність системи вентиляції з використанням рекуператора та теплового насосу.	5
Безродный М.К., Голияд Н.Н., Барабаш П.А., Голубев А.Б., Костюк А.П. Методика теплового расчета контактного утили- затора теплоты парогазовой смеси с проточным барботажным слоем	14
Безродний М.К., Притула Н.О. Про оптимальну роботу тепло- вого насоса в низькотемпературних системах опалення з вико- ристанням теплоти зовнішнього повітря	26
Біляєва В.В., Грибанова А.В. Визначення теплофізичних пара- метрів складених конструкцій із розв'язку обернених задач теплопровідності.	34
Гичёв Ю.А., Адаменко Д.С., Ступак М.Ю. Экспериментальная проверка адекватности математического моделирования процесса выгорания газообразного топлива в турбулентном факеле.	44
Гичёв Ю.А., Перцевой В.А., Карабеза И.И. Экспериментальная проверка адекватности инженерного и математического моделирования натекания газовой струи на тупиковый канал.	51
Гридин С.В., Колесниченко Н.В., Сафьянц А.С. Исследование эффективности работы источника горячего водоснабжения с использованием комплекса КГУ-ТНУ	62
<i>Губин А.И., Малая Ю.А.</i> Математическое моделирование тепловых процессов при лазерной обработке материалов на основе нелинейного гиперболического уравнения теплопроводности.	72
<i>Губинский В.И., Воробьёва Л.А.</i> Уточнение критериальной зависимости для расчета теплоотдачи в трубчатом минирегенераторе	86
<i>Губинский М.В., Затопляев Г.М., Радченко Р.Ю.</i> Исследование теплофизических свойств керамического жидкого теплоизоляционного покрытия	94
<i>Ерёмин А.О., Губинский В.И.</i> Влияние динамических характеристик струй топлива и воздуха на циркуляцию и температурное поле газов в камерной печи с одной горелкой	102

<i>Кирсанов М.В.</i> О переходе скорости вскипающего потока через звуковую в сопле гидропаровой турбины (ГПТ)	117
Клевцур О.Ю., Пульпинский В.Б., Перерва В.Я. Сравнение численно-аналитического, аналитического и инженерного методов расчета нагрева тел простой формы	128
<i>Кошлак А.В.</i> Производство пористого материала с прогнозируемыми теплофизическими характеристиками	135
<i>Кремнева Е.В.</i> Исследование процесса пиролиза биомассы в плотном слое с учетом вторичной реакции разложения смолы.	142
<i>Недопекин Ф.В., Петренко В.И., Петренко А.А.</i> Кристаллиза- ция расплава – аналог мартенситных превращений	155
Павленко А.М., Климов Р.А. Эффекты нестабильностей при взаимодействии двух закипающих частиц эмульсии	167
Павленко А.М., Сайко Е.Н. Особенности передачи теплоты в замкнутом объеме	176
Перерва В.Я., Шевченко Г.Л., Усенко А.Ю., Пульпинский В.Б. Результаты моделирования охлаждения заготовок при прокат-	
ке на сортовых станах с применением экранов	183
<i>Пивняк Г.Г., Дрешпак Н.С.</i> Режимы индукционного нагрева разъемных соединений деталей машин	189
<i>Романько Я.В., Решетняк С.И., Романько В.В.</i> Моделирование цилиндрического регенератора с радиальным движением теплоносителей	204
Сысоева Т.Е., Абраменков Ю.Я. Расчетная модель тепловой	
работы секционной печи	211
ΑΗΟΤΑЦΙΪ	225

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

Збірник наукових праць Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України Національна металургійна академія України

ТЕХНІЧНА ТЕПЛОФІЗИКА ТА ПРОМИСЛОВА ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА

Українською, російською та англійською мовами

Технічний редактор **Т.М. Шемет** Коректор **В.О. Гореленко**

Здано на складання 01.07.2011 р. Рекомендовано до друку Вченою радою Національної металургійної академії України (протокол № 6 від 05.07.2011 р.)

Оригінал-макет наукового видання розроблено редакцією збірника «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика» спільно з редакційно-видавничим відділом Національної металургійної академії України.

Підписано до друку 06.07.2011 р. Формат 84х108/32 Папір офсетний. Умовн. друк. арк. 15,1. Тираж 300 прим. Замов. №

Віддруковано у видавництві «Нова ідеологія» з оригінал-макета замовника. 49044, м. Дніпропетровськ, вул. Гоголя, 15-а. Свідоцтво ДК № 191 від 20.09.2000 р.

Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика : збірник Т 38 наукових праць. – Випуск 3. – Дніпропетровськ: Нова ідеологія, 2011. – 256 с.

ISSN 2077-1134

До збірника увійшли статті, в яких наведено результати досліджень з технічної теплофізики та промислової теплоенергетики.

УДК 621.1