

## КОНТРОЛЬ ЯКОСТІ ПРОЦЕСУ УТИЛІЗАЦІЇ ЗАЛИШКІВ ВІДХОДІВ У ХЛОРОРГАНІЧНОМУ ВИРОБНИЦТВІ

© 1997, О.І.Поважняк

*Івано-Франківський державний технічний університет нафти і газу*

*Розглянуто утилізацію відходів у хлорорганічному виробництві, як об'єкт контролю якості за температурними характеристиками процесу горіння. Аналіз виконаний математичним моделюванням теплового поля реактора. Запропоновано контроль якості здійснювати застосуванням енергетичного пірометричного перетворювача теплового випромінювання, який реалізовано з використанням напівпровідникового приймача та світловолоконної системи.*

Одним з основних технологічних процесів у хлорорганічному виробництві є утилізація залишкових хлорних сполук, яка проводиться в спеціальних високотемпературних апаратах (печах). Якість процесу утилізації визначається вмістом у вихідних продуктах хлору та вуглецю у вигляді сажі, причому їх кількість однозначно залежить від температури в апараті утилізації, тобто температури горіння. Отже, з необхідності забезпечення якості процесу утилізації залишків виникає завдання високоточного вимірювання температури горючих газів (полум'я) при спалюванні залишків у печі в межах 1150...1250 °С.

Використовувані для вимірювання температури полум'я методи базуються на застосуванні технічних засобів прямого контролю і подальшого уточнення за математичною моделлю згорання з урахуванням теплообміну та фізичних властивостей полум'я. При виборі способу вимірювання керуються рівнем температури, необхідною точністю і типом полум'я. У випадку спалювання залишків у печах процес горіння є турбулентним та дифузійним з просторовим, нестационарним у часі, температурним полем, тому труднощі при вимірюванні пов'язані, в основному, з часовими і просторовими температурними градієнтами.

Засоби вимірювання температури полум'я поділяють на дві основні групи: пірометри випромінювання і контактні термометри. [4].

Один з найпростіших методів вимірювання температури полягає в тому, що в задане місце полум'я вводять термоелектричний термометр. Температура такого термометра може суттєво (на 100 - 200 °С) відрізнятись від температури газів, оскільки вона визначається за рівнянням

локального теплового балансу:

$$q_k + q_{\text{кат.}} - q_{\text{н.пр.}} - q_{\text{н.сер.}} = 0, \quad (1)$$

де  $q_k$  - тепло, передане від полум'я до термометра через конвекцію;  $q_{\text{кат.}}$  - тепло каталітичного горіння на термоелектродах;  $q_{\text{н.пр.}}$  - тепло, передане через термоелектроди до під'єднувальних проводів;  $q_{\text{н.сер.}}$  - тепло, випромінюване термометром у довкілля.

Контактними термометрами можна виміряти тільки локальну температуру в заданому місці полум'я або температурного поля.

Високі температури і агресивність газів у полум'ї створюють суттєві обмеження використання контактних методів. Можливість застосування того чи іншого контактного методу для вимірювання температури даного полум'я часто визначається успішним підбором відповідних жаростійких матеріалів із стабільними характеристиками як для самого термоприймача, так і для захисної арматури. Зауважимо, що введення в зону реакції термоприймача спричиняє локальне порушення поля швидкостей факела. За зворотною поверхнею термоприймача спостерігається явище догорання, яке приводить до спотворення температурного поля факела. Окрім того, є відтік теплоти від термоприймача по під'єднувальних провідниках і зниження його температури внаслідок променевого теплообміну (через полум'я) із стінками, що при високих вимірюваних температурах може призвести до суттєвого зниження показів термометра.

При виборі матеріалів термоприймача для вимірювання температури в зоні реакції треба зважати на можливість виникнення каталітичного процесу, який призводить до суттєвого зростання температури термоприймача порівняно з температурою навколишніх газів.

Отже, контактні методи для вимірювання температури полум'я треба використовувати тільки у випадку необхідності проведення локальних вимірювань температури і відповідно дослідження температурного поля факела.

Полум'я - частково прозоре середовище, випромінювання якого не може бути пояснено, як у твердих тіл, властивостями поверхні, а зводиться до взаємодії всіх елементарних об'ємів полум'я. Тому вимірювання температури пірометрами випромінювання - це просторове усереднення температури вздовж оптичної осі пірометра. Саме середня температура вздовж оптичної осі пірометра, або радіуса циліндричної печі спалювання хлороганічних залишків, є інформативним параметром, за значенням якого можна значною мірою оцінити якість процесу утилізації. Але, як слідує із фізичних закономірностей процесу горіння, повна оцінка якісних його характеристик можлива тільки за умови ідентифікації температурного поля всередині апарата.

Розглянемо процес спалювання як процес теплообміну в циліндричному каналі обмеженої довжини [5].

У камеру згорання, попередньо нагріту до 1200 °С, надходить суміш розпилених хлороганічних залишків і повітря, яка згорає із звільненням хімічної енергії палива і утворення розжарених продуктів згорання. У цих умовах рівняння, яке описує стаціонарний процес енергії в камері згорання, без врахування дисипації та інших джерел, матиме вигляд

$$\operatorname{div} \bar{q}_{\text{кон}}(T+x) + \operatorname{div} \bar{q}_{\text{турб}}(T+x) + \operatorname{div} \bar{q}_{\text{про м}} = 0, \quad (2)$$

де  $\bar{q}_{\text{кон}}(T+x) = \bar{\omega}(\zeta C_p T_1 + \zeta_i E_{\text{хім}})$  - вектор конвективного переносу початкової ентальпії ( $\zeta C_p T_1$ ) і хімічної енергії ( $\zeta_i E_{\text{хім}}$ ) середовища з горючим компонентом ( $\zeta_i$ ) і хімічною енергією ( $E_{\text{хім}}$ );  $\bar{q}_{\text{турб}}(T+x) = (-\lambda_{\text{турб}} \nabla T) + (-D_{\text{турб}} E_{\text{хім}} \nabla \zeta_i)$  - вектор турбулентного переносу тепла і хімічної енергії ( $D_{\text{турб}}$  - коефіцієнт турбулентного переносу);  $\bar{q} = -\lambda_{\text{про м}} \nabla T$  - вектор променевого переносу тепла ( $\lambda_{\text{про м}}$  - коефіцієнт променевої теплопровідності).

Останній вектор в загальному випадку неізотропного випромінювання має складне визначення, пов'язане тензором променевого тиску. Градієнтну форму вектор випромінювання набуває в тому випадку, коли променевий перенос теплоти розглядається, як процес випромінювання частинок - фотонів. Якщо довжина пробігу фотонів відносно мала, то аналогічно до явища

теплопровідності в газах [3, 5] процес променевого переносу здійснюється дифузійною енергії випромінювання в фотонному газі. Тоді можна ввести умовний коефіцієнт теплопровідності за рахунок випромінювання (радіації)  $\lambda_{\text{про м}}$ . У цьому випадку вектор випромінювання отримує градієнтну форму, аналогічну до закону Фур'є для вектора теплового потоку

$$\bar{q}_{\text{про м}} = -\lambda \nabla T; \\ \lambda_{\text{про м}} = \frac{16\sigma_0 T^3}{3\bar{\kappa}}, \quad (3)$$

де  $\sigma_0$  - постійна Стефана-Больцмана;  $\bar{\kappa}$  - середній диференціальний коефіцієнт послаблення.

Користуючись поняттям узагальненої температури

$$T_* = T_1 + \theta_{\text{хім}}$$

(тут  $\theta_{\text{хім}} = \frac{\zeta_i E_{\text{хім}}}{\zeta C_p}$  - умовна потенціальна температура, яка відповідає хімічній енергії середовища), рівняння переносу енергії буде:

$$\operatorname{div}(\bar{\omega} \zeta C_p T_*) + \operatorname{div}(-\lambda_{\text{турб}} \nabla T_*) + \operatorname{div} \bar{q}_{\text{про м}} = 0, \quad (4)$$

де  $\lambda_{\text{турб}} = D_{\text{турб}} \zeta C_p$  - умовний коефіцієнт турбулентної теплопровідності, який відповідає градієнтів узагальненої температури  $\nabla T_*$ .

Розв'язання задачі про температурне поле в камері згорання вимагає знання закономірності розвитку і протікання процесу згорання, який знаходять залежно від умов змішування і реагування палива з повітрям. Для розв'язання цієї задачі, окрім рівняння переносу енергії, потрібно врахувати явище масопереносу реагентів, а також обміну імпульсами мас у потоці середовища.

Але для окремого випадку миттєвого згорання палива, яке вводиться в камеру з однаковою швидкістю по всьому поперечному перерізу з однаковою температурою, для розв'язку задачі про температурне поле можна обмежитись аналізом лише однієї залежності (4). Такий підхід, як показали дані теоретичних та експериментальних досліджень, суттєво не змінює умов задачі.

Явище радіаційного і турбулентного теплообміну в потоці випромінюваного середовища можна зобразити однією залежністю для вектора  $\bar{q}_*$  переносу тепла

$$\bar{q}_* = -\lambda_* \nabla T_*, \quad (5)$$

де  $\lambda_* = \lambda_{\text{про м}} + \lambda_{\text{турб}}$  - узагальнений коефіцієнт теплопровідності.

Для осесиметричного потоку середовища в циліндричному каналі диференціальне рівняння

переносу тепла в циліндричній системі координат набуде такого вигляду:

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - \frac{\omega}{a_*} \frac{\partial \Theta}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

де  $\Theta = T_* + T_{cT}$  - різниця температури середовища і постійної температури стінки;  $a_* = \frac{\lambda_*}{\zeta C_p}$  -

узагальнений коефіцієнт теплопровідності.

Використовуючи метод Фур'є для знаходження функції у вигляді добутку

$$\Theta(x, r) = \Theta(x) \cdot \Theta(r), \quad (7)$$

одержимо два звичайних диференціальних рівняння

$$\Theta''(r) + \frac{1}{r} \cdot \Theta'(r) + \varepsilon^2 \Theta(r) = 0, \quad (8)$$

$$\Theta''(x) + \frac{\omega}{a_*} \Theta'(x) - \varepsilon^2 \Theta(x) = 0, \quad (9)$$

де  $\varepsilon$  - довільне розмірне значенню  $1/m$ .

При сталій швидкості потоку середовища в каналі, часткові розв'язки цих рівнянь знаходять у вигляді

$$\Theta(r) = \Lambda J_0(\varepsilon \cdot r), \quad (10)$$

$$\Theta(x) = C_1 \cdot e^{\gamma_1 x} + C_2 \cdot e^{\gamma_2 x}, \quad (11)$$

де  $J_0(\varepsilon r)$  - функція Бесселя нульового порядку першого роду

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} \frac{\omega}{a_*} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{a_*}\right)^2 + \varepsilon^2}, \quad (12)$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{2} \frac{\omega}{a_*} - \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{a_*}\right)^2 + \varepsilon^2}. \quad (13)$$

Сформулюємо нову граничну умову

$$r = R - \lambda_{\text{пром}} \Theta'(r) \Big|_{r=R} = a_{\text{пром}} \Theta(r) \Big|_{r=R}, \quad (14)$$

або

$$\mu \frac{J_1(\mu)}{J_2(\mu)} = \frac{a_{\text{пром}} R}{\lambda_{\text{пром}}} \equiv Nu_{\text{пром}},$$

де  $Nu_{\text{пром}}$  - критерій Нуссельта для променевого переносу тепла;  $J_0(\mu)$  і  $J_1(\mu)$  - функції Бесселя першого роду нульового і першого порядків ( $\mu = \varepsilon R$ ).

Враховуючи, що

$$a_{\text{пром}} = \frac{q_{\text{пром}}}{T_* - T_{cT}}$$

і

$$\lambda_{\text{пром}} = \frac{16 \sigma \cdot T_*^3}{3 \bar{\kappa}}$$

та користуючись для визначення  $q_{\text{пром}}$  формулою

$$q_{\text{пром}} = \frac{\sigma \cdot (T_*^4 - T_{cT}^4)}{1/A_{cT} - 1/2}, \quad (15)$$

одержуємо рівняння граничної умови теплопередачі до стінки:

$$\begin{aligned} \mu \frac{J_1(\mu)}{J_0(\mu)} &= \\ &= (\bar{\kappa} R) \frac{1}{1/A_{cT} - 1/2} \left( 1 + \frac{T_{cT}}{T_*} + \left(\frac{T_{cT}}{T_*}\right)^2 + \left(\frac{T_{cT}}{T_*}\right)^3 \right) \end{aligned} \quad (16)$$

Як видно з цієї залежності, критерій променевого теплообміну випромінюваного середовища із стінкою каналу незначною мірою залежить від температури ( $\frac{T_{cT}}{T_*} < 1$ ) і визначається, в

основному, критерієм оптичної густини середовища (критерій Бугера  $Bu = \bar{\kappa} R$ ) і поглинальності стінки ( $A_{cT}$ ).

Трансцендентне рівняння (16) має нескінченну множину коренів, кожен з яких можна використати як частковий розв'язок (10).

Граничну умову при вході потоку випромінюючого середовища в канал запишемо так:

$$\Theta(r) \Big|_{x=0} = \Theta_1 = T_1 - T_{cT}.$$

Ця умова відповідає ряду часткових розв'язків

$$\Theta_1 = \sum_{i=1}^{i=\infty} \Lambda(\mu_i) J_0(\mu_i \frac{r}{R}).$$

Визначаючи коефіцієнт цього ряду, знаходимо

$$\Lambda(\mu_i) = \Theta_1 \frac{2J_1(\mu_i)}{\mu_i \cdot [J_1^2(\mu_i) + J_0^2(\mu_i)]}. \quad (17)$$

При  $x=0$  частковий розв'язок (11) визначає рівність

$$C_1 + C_2 = 0. \quad (18)$$

При  $x=L$  маємо таку граничну умову теплопередачі до торцевої стінки каналу:

$$-\lambda_{\text{пром}} \Theta'(x) \Big|_{x=L} = a_{\text{пром}} \Theta(x) \Big|_{x=L}$$

або

$$C_1 \gamma_1 e^{\gamma_1 L} + C_2 \gamma_2 e^{\gamma_2 L} = -m(C_1 e^{\gamma_1 L} + C_2 e^{\gamma_2 L}), \quad (19)$$

де

$$\begin{aligned} m &= \frac{a_{\text{пром}}}{\lambda_{\text{пром}}} \\ &= \bar{\kappa} \frac{1}{1/A_{cT} - 1/2} \left[ 1 + \frac{T_{cT}}{T_*} + \left(\frac{T_{cT}}{T_*}\right)^2 + \left(\frac{T_{cT}}{T_*}\right)^3 \right] \end{aligned} \quad (20)$$

(тут  $T_2$  - кінцева температура середовища в каналі).

$$C_2 = \Theta_1 \frac{1}{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1}, \quad (22)$$

де  $\beta_1 = m + \gamma_1$ ;  $\beta_2 = m + \gamma_2$ .

Спільним розв'язком (19) та (20) знаходимо

$$C_1 = -\Theta_1 \frac{e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1}{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1}, \quad (21)$$

Користуючись знайденими  $A(\mu_i)$ ,  $C_1$  і  $C_2$  доходимо до такого розв'язку:

$$\frac{\Theta(x, r)}{\Theta_1} = \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{2J_1(\mu_i)}{\mu_i [J_1^2(\mu_i) + J_0^2(\mu_i)]} J_0(\mu_i \frac{r}{R}) \cdot e^{\gamma_2 x} \frac{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)(L-x)} \beta_2/\beta_1}{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1}. \quad (23)$$

Середню температуру випромінюваного середовища на виході із теплообмінного каналу ( $x=L$ ) визначають інтегруванням

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\Theta}_2}{\Theta_1} &= \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{2J_1(\mu_i)}{\mu_i [J_1^2(\mu_i) + J_0^2(\mu_i)]} e^{\gamma_2 x} \frac{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)(L-x)} \beta_2/\beta_1}{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1} \frac{\int_0^R 2\pi \cdot r J_0(\mu_i \frac{r}{R}) dr}{\pi \cdot R^2} = \\ &= \sum_{i=1}^{i=\infty} \frac{4J_1^2(\mu_i)}{\mu_i^2 [J_1^2(\mu_i) + J_0^2(\mu_i)]} e^{\gamma_2 x} \frac{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)(L-x)} \beta_2/\beta_1}{1 - e^{(\gamma_2 - \gamma_1)L} \beta_2/\beta_1}. \end{aligned} \quad (24)$$

Виходячи з вищенаведених аспектів вимірювання температури в печах спалювання хлор-органічних залишків найбільш придатним засобом для вимірювання середньої температури спалювання є енергетичний пірометричний перетворювач часткового випромінювання ( $\Delta\lambda = \text{const}$ ), який вимірює середню температуру вздовж оптичної осі. Наявність агресивного середовища і надлишкового тиску, зумовлює необхідність дистанційного вимірювання параметрів потоку випромінювання, тобто приймач випромінювання повинен знаходитись поза зоною прямої видимості. За таких умов пірометричний перетворювач випромінювання з лінзо-волоконною і світловодною оптикою є єдиним для промислового використання.

Використовуючи поняття ефективної довжини хвилі  $\lambda_{\text{ef}}$  в обмеженому інтервалі температур ( $T_1 - T_2$ ) [2] і вводячи коефіцієнт  $Q$ , одержимо основне рівняння пірометра часткового випромінювання

$$\Phi = Q\lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right). \quad (25)$$

Для практичної реалізації системи контролю якості процесу утилізації залишків хлорорга-

нічного виробництва розроблений спеціальний пірометричний перетворювач, структурну схему якого можна зобразити як послідовне з'єднання оптичної системи, приймача і підсилювача.

Оптична система складається з жорсткого сапфірового світловода і гнучкого волоконного світловода. Жорсткий та гнучкий світловоди потрібні для передачі електромагнітного випромінювання від об'єкта до приймача. Робочий спектральний діапазон - від 0.4 до 1.1 мкм. У перетворювачі, як приймач випромінювання, застосований кремнієвий фотодіод ФД-265.

Конструктивні розміри світловода визначають за формулою [2]

$$\theta = \arctg 2 \frac{(1 + d_{\text{уп}}/d_c) l_q}{l_c}, \quad (26)$$

де  $d_{\text{уп}}$  - діаметр зіниці приймача;  $d_c$  - діаметр світловода;  $l_q$  - відстань між діафрагмою і торцем світловода;  $l_c$  - відстань між об'єктом і торцем світловода.

Підсилювач - двокаскадний на операційних підсилювачах, термостатований.

Узагальнений вираз основного пірометричного співвідношення:

$$\pi k^2 D_0^2 \beta k_1 S_n \frac{\gamma T_n}{\gamma_n} (\Delta T) \int_0^{\infty} \epsilon(\lambda, T_n) \tau(\lambda) \psi(\lambda) \left[ \frac{\partial B_0(\lambda, T)}{\partial T} \right]_{T=T_n} d\lambda \geq$$

$$\geq \left( \left| \frac{\sqrt{(\Delta S)Y}}{\sqrt{2\tau D^*}} S k_1 \right|^2 + \left| k_1 \sqrt{\bar{U}_{\text{ш.п.у}}^2} \right|^2 + \left[ 1 - \varepsilon(\lambda_1 T_K) \right] \sqrt{U_{\text{т.ф}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

де  $k$  - показник візування;  $D_0$  - вхідна апертура;  $\beta$  - коефіцієнт переводу;  $k_1$  - коефіцієнт перетворення електронного тракту;  $\gamma_{т.1}$   $\gamma_{п}$  - коефіцієнти використання потоків випромінювання;  $\varepsilon(\lambda, T)$  - випромінювальна здатність;  $\tau(\lambda)$  - коефіцієнт пропускання середовища;  $\psi(\lambda)$  - апаратна функція;  $B_0(\lambda, T)$  - спектральна густина потоку;  $\Delta S$  - площа чутливого елементу приймача;  $\tau$  - постійна часу приймача;  $\sqrt{\bar{U}_{\text{ш.п.у}}^2}$  - середньоквадратичне значення шуму підсилювача;  $\sqrt{\bar{U}_{\text{т.ф}}^2}, \sqrt{\bar{U}_{\text{ф}}^2}$  - середньоквадратичні значення фону на виході ПП відповідно від внутрішніх і зовнішніх фонових засвіток.

Основне пірометричне співвідношення дає можливість ввести такі критеріальні коефіцієнти, що характеризують

- використання граничних параметрів приймача  $K_{\text{ш.п}} = \frac{\sqrt{(\Delta S)Y}}{\sqrt{2\tau D^*}} \frac{S_n k_1}{(\Delta U_c)_{\text{min}}}$ ;

- вплив шуму підсилювача  $K_{\text{ш.п.у}} = \frac{K_1 \sqrt{\bar{U}_{\text{ш.п.у}}^2}}{(\Delta U_c)_{\text{min}}}$ ;

- вплив зовнішніх  $K_{\text{ф.з}} = \frac{[1 - \varepsilon(\lambda_1 T_{\text{н}})] \sqrt{\bar{U}_{\text{ф}}^2}}{(\Delta U_c)_{\text{min}}}$  і

внутрішніх фонових засвіток  $K_{\text{т.ф}} = \frac{\sqrt{\bar{U}_{\text{т.ф}}^2}}{(\Delta U_c)_{\text{min}}}$ .

$$K_0 = K_{\text{ш.п}}^2 + K_{\text{ш.п.у}}^2 + K_{\text{ф.з}}^2 + K_{\text{т.ф}}^2, \quad (28)$$

$K_0$  - коефіцієнт якості, який показує рівень використання граничних можливостей.

Границя допустимого значення основної похибки пірометричного перетворювача, виражена в процентах від верхньої границі вимірювання температур, не перевищує 1,0%. Її визначають за виразом

$$\Delta T_{\text{ін.с.т}} = \pm [0.0035(T_{\text{вим}} - 273) + 1]^{\circ} \text{К}, \quad (29)$$

в діапазоні  $T_{\text{вим}}$  від 800 до 2400К.

1. Герашенко О.А. и др. Температурные измерения: Справочник. К., 1984. 2. Засименко В.М. и др. Обобщенное пиromетрическое соотношение для предельных параметров. Современные методы и приборы автоматического контроля и рег. Технология процессов. М., 1984. 3. Исаченко В.П. и др. Теплопередача. М., 1981. 4. Лисневский Ф. Измерение температур в технике: Справочник / Перевод с нем. М., 1980. 5. Шорин С.Н. Теплопередача. М., 1964.