

УДК 532.529:536.24

Шрайбер О.А., Федінчик І.В.

Інститут загальної енергетики НАН України

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ МОКРОЇ ОЧИСТКИ ДИМОВИХ ГАЗІВ ВІД ЛЕТКОЇ ЗОЛИ

Побудовано систему диференціальних рівнянь, що описують зміну параметрів полідисперсних крапель, твердих частинок і газу у трифазовому потоці стосовно до процесу мокрої очистки димових газів від леткої золи.

Построена система дифференциальных уравнений, которые описывают изменение параметров полидисперсных капель, твердых частиц и газа в трехфазном потоке применительно к процессу мокрой очистки дымовых газов от летучей золы.

We have constructed a system of differential equations describing the change in the parameters of polydisperse drops, particles and gas in a three-phase flow as applied to the process of wet cleaning of combustion products from ash particles.

b_p, B_j – масова концентрація чужої фази у краплях і твердих частинках (ТЧ);
 c – питома теплоємність;
 E – коефіцієнт осадження;
 g – прискорення сили тяжіння;
 g_p, G_j – питома витрата крапель і ТЧ;
 k_n, k_τ – коефіцієнти реституції нормальних і тангенціальних швидкостей;
 $K_{jp}, L_{jp}, N_{jp}, P_{kj}$ – константи взаємодії;
 m_p, M_j – маса крапель і ТЧ;
 N – кількість фракцій;
 r – теплота випаровування;
 t_p, T_j – температура крапель і ТЧ;
 u_p, U_j – швидкість крапель і ТЧ;
 V – питомий потік пари;

x – довжина потоку;
 α – коефіцієнт тепловіддачі; функція розподілу осколків;
 β – коефіцієнт захоплення рідини;
 δ_p, Δ_j – діаметр крапель і ТЧ;
 η – ефективність очистки;
 ρ – густина;
 τ – час;
 Φ, Ψ – параметри коагуляції та подрібнення.

Індекси:

$f, 0$ – нижній і верхній входні перетини потоку;
 g, l, s, v – величина відноситься до газу, рідини, твердої речовини та пари;
 i, j, k – номер фракції крапель або твердих частинок.

Вступ

Пиловугільна енергетика викидає в атмосферу величезну кількість леткої золи, що містить важкі метали (свинець, кобальт, цинк, мідь, нікель), токсичні елементи (ртуть, миш'як) і радіоактивні ізотопи урану, калію та ін. Тому пошук шляхів підвищення ефективності очистки димових газів від леткої золи є важливою екологічною задачею. Значне розповсюдження в енергетиці знайшли апарати для мокрої очистки димових газів, але вони, як правило, не відповідають сучасним вимогам, у той час як можливості покращення їх роботи ще далеко не вичерпані. Для розв'язання цієї задачі необхідно побудувати адекватну матема-

тичну модель робочого процесу в таких апаратах, чому і присвячено цю роботу.

Процес мокрої очистки газів від твердих частинок слід визнати вивченим вкрай недостатньо. У нечисленних роботах, присвячених цьому питанню (див., наприклад, [1, 2]) використовується надто спрощений підхід, який будемо називати інтегральним. Вихідне рівняння уловлювання тут має вигляд

$$-Q_g dC = Q_l C \eta_\Sigma dx$$

де Q_g – об'ємна витрата газу; C – концентрація твердих частинок (кг/м³); Q_l – об'єм, який проходять краплі за одиницю часу через елемент апарата висотою dx ; η_Σ – сумарний коефіцієнт

уловлювання. Вважаючи всі величини, крім C , константами, автори [1, 2] інтегрують це рівняння, що дає найпростішу формулу вигляду $C/C_0 = \exp(-Ax)$, де C_0 – концентрація на вході в апарат; A – певний набір констант. При цьому η_{Σ} є сумою трьох компонентів – коефіцієнтів осадження, зачеплення та броунівської дифузії. Не зупиняючись на дрібних помилках у цих роботах, відзначимо такі основні недоліки такого підходу:

- тверді частинки і краплі (називаємо їх нижче частинками) вважаються монодисперсними, хоча на практиці вони завжди полідисперсні;
- надто наближено обчислюються швидкості частинок;
- ніяк не обґрунтовується метод обчислення η_{Σ} ;
- не враховується зміна параметрів речовин уздовж потоку;
- не враховується можливість відскоку твердої частинки від краплі при зіткненні.

Звичайно, набагато більш точним та інформативним є диференціальний підхід, де всі величини вважаються змінними, і процес моделюється системою диференціальних рівнянь, що описують всі важливі фізичні явища у трифазовому потоці газ – краплі – тверді частинки (ТЧ).

Підхід до побудови математичної моделі

Для визначеності обмежимося аналізом робочого процесу в порожнистому скрубєрі, де звичайно розміри всіх ТЧ менше, ніж розмір найменших крапель.

Трифазова полідисперсна течія являє досить багату та різноманітну фізичну картину. Тут головними є такі явища:

- (а) аеродинамічна взаємодія, тепло- і масообмін частинок із газом;
- (б) зіткнення крапель різних фракцій, що у загальному випадку призводять до їх коагуляції та подрібнення з утворенням (взагалі полідисперсних) осколків;
- (в) взаємодія між ТЧ різних фракцій;
- (г) зіткнення ТЧ із краплями (найважливіше явище у процесі, що вивчається).

Слід відзначити, що ця фізична картина потребує певного уточнення. Оскільки

імовірність коагуляції ТЧ – крапля значно більше нуля, а ТЧ, що не коагулюють із краплями після зіткнення, можуть перед відскоком захопити певну кількість рідини, у потоці будуть присутні як «чисті» частинки, так і конгломерати – краплі з твердими включеннями та ТЧ, покриті плівкою рідини. Отже, хоча в апарат входять два полідисперсні ансамблі (чисті краплі і ТЧ), в його об'ємі рухаються вже чотири ансамблі, і слід розглядати не три типи взаємодії (б – г), а шість, що призвело би до значного (і невиправданого) ускладнення задачі.

Ці труднощі можна обійти, використовуючи неперервний підхід, запропонований Ленгмюром для опису взаємодії крапель різного розміру [3, 4]. Тут дискретний процес зміни маси крупної краплі при зіткненнях із дрібними умовно замінюється неперервним, і взаємодія крапель даної фракції з меншими і більшими описується по-різному. Певна крапля зберігає свою індивідуальність при зіткненнях з меншими і втрачає її тільки при взаємодії з більшими. Поширюючи неперервний підхід на випадок зіткнень ТЧ із краплями, що призводять до коагуляції, приходимо до висновку, що кількість твердих включень у краплях певної фракції, як і їх маса, буде змінюватись неперервно. Далі, розглядаючи зіткнення, що закінчуються відскоком ТЧ, ми також осереднюємо поведінку твердих частинок по фракції, і, отже, кількість рідини на ТЧ теж має змінюватись неперервно. Це дозволяє скоротити кількість ансамблів до двох, а кількість типів взаємодії до трьох. При цьому виникає необхідність у введенні додаткового (у порівнянні із двофазовими потоками) параметра – масової концентрації «чужої» фази (МКЧФ) у частинках, що позначається через b і B (для крапель і ТЧ).

Далі, ми будемо гідродинамічну (феноменологічну на відміну від статистичної [5]) модель, де всім частинкам певної фракції приписується одна (осереднена) швидкість, одна температура і одна МКЧФ. При цьому згідно з рекомендаціями [4, 5] приймаємо

гіпотезу про рівномірний розподіл надлишку (нестачі) імпульсу, енергії та МКЧФ нових частинок певної фракції (що утворилися внаслідок коагуляції та подрібнення) між усіма частинками цієї фракції.

Для зіткнення двох крапель фракцій $j - i$ ($\delta_j < \delta_i$) використовуємо полідисперсну модель подрібнення [3, 4], тобто вважаємо, що спочатку снаряд на мить об'єднується з мішенню (i , отже, втрачає свою індивідуальність), а потім утворюються осколки всіх фракцій $k = 1 \div (i - 1)$ (фракції нумеруються в порядку збільшення δ). «Матеріальний баланс» взаємодії описується параметром коагуляції та подрібнення Φ_{ji} та функцією розподілу осколків k за розмірами $\alpha_{jik} \left(\sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} = 1 \right)$. При зіткненні двох ТЧ приймаємо відому модель удару двох тіл певної пружності та шорсткості [6, 7]. Нарешті, для взаємодії ТЧ фракції $j - i$ крапля i вводимо параметр коагуляції Ψ_{ji} – ймовірність того, що зіткнення закінчується поглинанням краплею частинки (тоді $1 - \Psi_{ji}$ є ймовірність відскоку; тут можливо захоплення частинкою певної маси рідини, а саме $\beta_{ji} M_j$, що найбільш імовірно при дотичних ударах).

Для спрощення всі частинки вважаємо сферичними, а задачу розглядаємо в одновимірній постановці. Нарешті, оскільки рідка оболонка на ТЧ має бути незначною, її випаровуванням нехтуємо.

Таким чином, якщо кількість фракцій крапель і ТЧ дорівнює N_l і N_s відповідно, повна система рівнянь трифазової течії буде містити $5(N_l + N_s) + 3$ рівнянь для маси, витрати, швидкості, температури та МКЧФ частинок, а також для швидкості і температури газу та густини водяної пари в ньому.

Основні рівняння

Рівняння для маси крапель фракції i можна представити у вигляді:

$$\frac{dm_i}{dx} = \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_2 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_3 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_4, \quad (1)$$

де перший член правої частини враховує

фазові переходи (випаровування рідини), другий – взаємодію крапель i з меншими краплями, третій коагуляцію крапель i з ТЧ всіх фракцій, четвертий – налипання рідини на ТЧ, що не коагулюють при зіткненнях із краплями i . Другий – четвертий доданки (1) обчислюються на основі відомої геометричної схеми зіткнень. Очевидно, за час dt ті краплі j , чий центри знаходяться в циліндрі з основою у вигляді кола діаметром $\delta_i + \delta_j$ та твірною $|u_j - u_i|dt$, повинні зіткнутися із краплею i (з імовірністю $E_{ji} \leq 1$). Обчислюючи об'єм цього циліндра, знаходимо масу крапель j , що зіткнуться із краплею i :

$$d'm_i = 0,25\pi E_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 |u_j - u_i| g_j u_j^{-1} dt.$$

Враховуючи параметр коагуляції та подрібнення Φ_{ji} [4], переходячи від τ до координати x та підсумовуючи по усіх фракціях j , одержимо:

$$\left(\frac{dm_i}{dx} \right)_2 = \frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji}; \quad K_{ji} = \frac{E_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 |u_j - u_i| g_j}{u_j} \quad (2)$$

При обчисленні четвертого члена (1) враховуємо захоплення частинкою маси рідини $\beta_{ji} M_j$ із імовірністю $1 - \Psi_{ji}$. В результаті маємо:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_1 &= -\frac{\pi \delta_i^2 V_s}{u_i}; \quad \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_3 = \frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji}; \\ \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_4 &= -\frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{N_s} \hat{a}_{ji} (1 - \Psi_{ji}) L_{ji}; \quad (3) \\ L_{ji} &= \frac{E_{ji} (\delta_i + \Delta_j) |U_j - u_i| G_j}{|U_j|}. \end{aligned}$$

Зміна витрати крапель i дорівнює

$$\frac{dg_i}{dx} = \left(\frac{dg_i}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dg_i}{dx} \right)_2 + \left(\frac{dg_i}{dx} \right)_3, \quad (4)$$

де перший доданок враховує зміну маси крапель i за рахунок фазових переходів та коагуляції з меншими частинками обох видів, а другий і третій – зміну їх кількості, тобто загибель крапель i при зіткненнях з більшими краплями та народження осколків i при всіх можливих взаємодіях $k - j$ ($j > i, k < j$):

$$\left(\frac{dg_i}{dx}\right)_1 = \frac{g_i}{m_i} \frac{dm_i}{dx}; \quad \left(\frac{dg_i}{dx}\right)_2 = -\frac{\pi}{4} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{u_j m_j} K_{ij};$$

$$\left(\frac{dg_i}{dx}\right)_3 = \frac{\pi}{4} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji}. \quad (5)$$

Рівняння для концентрації твердих включень у краплях, їх швидкості і температури можна записати як

$$\frac{d\varphi_i}{dx} = \left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_1 + \left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_2 + \left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_3 + \left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_4 + \left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_5 \quad (\varphi = b, u, t), \quad (6)$$

де перший доданок правої частини враховує вплив фазових переходів (для b_i та t_i), конвективний теплообмін крапель із газом (для t_i), масові сили та аеродинамічний опір (для u_i), а інші члени – народження осколків i при зіткненнях крапель $k - j$, взаємодію крапель i з меншими краплями, коагуляцію $M_j - m_i$ та втрату рідини краплями i при зіткненнях із ТЧ, що закінчуються відскоком. Прості обчислення дають такі вирази для перших доданків рівнянь (6):

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_1 = -\frac{b_i}{m_i} \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_1; \quad \left(\frac{du_i}{dx}\right)_1 = \frac{g}{u_i} - \frac{3C_i \rho_g (u_g - u_i)^2}{4\rho_i \delta_i u_i};$$

$$\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_1 = \frac{6[\alpha_i (t_g - t_i) - V_i r]}{c_i \rho_i u_i \delta_i}. \quad (7)$$

Вважаючи, що початкові параметри осколків i , що утворюються при зіткненнях крапель $k - j$, дорівнюють φ_{kji} ($\varphi = b, u, t$), по аналогії з третьою формулою (5) одержимо

$$\left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_2 = \frac{\pi}{4g_i} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - U_{kj}) \alpha_{kji} (\varphi_{kji} - \varphi_i) \quad (8)$$

(тут враховується надлишок або нестача маси твердої речовини, імпульсу та енергії нових крапель i у порівнянні зі старими).

Далі розглянемо вплив взаємодії крапель $j - i$ ($j < i$) на зміну φ_i . Зауважимо, що для цієї взаємодії поняття надлишку або нестачі пев-

ної субстанції потребує коректування, тому що у межах неперервного підходу всім краплям i приписується однакова поведінка у таких зіткненнях. Отже, тут слід розглядати надлишок (нестачу) певної субстанції не у нових краплях i , а в новій частині їх маси, що переходить із фракції j (звичайно, з урахуванням утворення осколків). Позначаючи МКЧФ, швидкість та температуру цієї частини краплі i через φ_{ij} ($\varphi = b, u, t$), запишемо рівняння їх балансу при одиничному зіткненні:

$$\varphi_j m_j + \varphi_i m_i = \varphi_i m_i + m_j \Phi_{ji} \varphi_{ij} + (1 - \Phi_{ji}) m_j \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} \varphi_{jik},$$

де ліва частина відповідає ситуації до зіткнення, а права – після. Очевидні перетворення дають

$$\left(\frac{d\varphi_i}{dx}\right)_3 = \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji} (\varphi_{ij} - \varphi_i);$$

$$\varphi_{ij} = \left[\varphi_j - (1 - \Phi_{ji}) \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} \varphi_{jik} \right] / \Phi_{ji}. \quad (9)$$

Для обчислення $(db_i/dx)_4$ запишемо рівняння балансу твердої речовини при зіткненні $M_j - m_i$, що призводить до коагуляції:

$$m_i b_i + (dm_i)_j (1 - B_j) = (b_i + db_i) [m_i + (dm_i)_j],$$

$$\text{звідки} \quad \left(\frac{db_i}{dx}\right)_4 = \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{N_s} \frac{1 - b_i - B_j}{m_i} \Psi_{ji} L_{ji}. \quad (10)$$

По аналогії знаходимо

$$\left(\frac{du_i}{dx}\right)_4 = \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji} (U_j - u_i);$$

$$\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_4 = \frac{\pi}{4u_i m_i c_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji} (c_s T_j - c_i t_i); \quad (11)$$

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_5 = -\frac{b_i}{m_i} \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_4;$$

$$\left(\frac{du_i}{dx}\right)_5 = \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{N_s} (1 - \Psi_{ji}) L_{ji} [U_j - U_{ji} + \beta_{ji} (u_i - U_{ji})]. \quad (12)$$

У другій із формул (12) враховується зміна швидкості ТЧ j після відскоку від краплі i та рідини, що захоплює ця частинка. Вважаючи, що речовина, яка відскакує від крапель, не встигає помітно змінити свою температуру, знаходимо, що $(dt_i/dx)_5 = 0$.

Таким чином, отримано повну систему рівнянь для крапель (1) – (12). Рівняння для твердих частинок можуть бути побудовані подібним чином, і тому наводимо тут тільки результати:

$$\frac{dM_j}{dx} = \frac{\pi M_j}{4|U_j|} \sum_{i=1}^{N_i} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) \beta_{ji} / m_i; \quad N_{ji} = L_{ji} \frac{g_i |U_j|}{G_j u_i}; \quad (13)$$

$$\frac{dG_j}{dx} = -\frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{g_i}{u_i m_i} [\Psi_{ji} - \beta_{ji} (1 - \Psi_{ji})] L_{ji};$$

$$\frac{dB_j}{dx} = \frac{1 - B_j}{M_j} \frac{dM_j}{dx}; \quad (14)$$

$$\frac{dU_j}{dx} = \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_1 + \frac{\pi}{4|U_j|} \sum_{i=1}^{N_i} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) (1 + \beta_{ji}) (U_{ji} - U_j) / m_i + \frac{\pi}{8|U_j|} \left[1 - k_n + \frac{2}{7} (1 - k_\tau) \right] \sum_{k=1}^{N_s} P_{kj} \frac{U_k - U_j}{M_k + M_j}; \quad (15)$$

$$\frac{dT_j}{dx} = \left(\frac{dT_j}{dx} \right)_1 + \frac{\pi}{4|U_j| c_s} \sum_{i=1}^{N_i} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) \beta_{ji} (c_i t_i - c_s T_j) / m_i, \quad (16)$$

де перші доданки (15) і (16) обчислюються подібно до формул (7), а останній член (15) враховує зіткнення твердих частинок.

Оскільки лічильна концентрація крапель i дорівнює $g_i / (m_i u_i)$, а масовий потік пари із краплі є $\pi \delta_i^2 V_p$, швидкість зміни густини пари буде

$$\frac{d\rho_v}{dx} = \frac{\pi}{|u_g|} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{g_i \delta_i^2 V_i}{m_i u_i}. \quad (17)$$

Нарешті, рівняння для температури газу має вигляд

$$\frac{dt_g}{dx} = \frac{\pi}{\rho_g c_g |u_g|} \sum \left[\frac{g_i \delta_i^2}{m_i u_i} (\alpha_i + V_i c_v) (t_i - t_g) + \frac{G_j \Delta_j^2}{M_j |U_j|} \alpha_j (T_j - t_g) \right], \quad (18)$$

де сума береться по всіх фракціях крапель і твердих частинок.

Алгоритм розрахунку. Приклад числових результатів

Оскільки початкові умови для крапель задаються у верхньому перетині потоку x_0 , а для газу і ТЧ – у нижньому x_p , було розроблено ітераційний алгоритм інтегрування системи (1) – (18). Розрахунок складається з кількох ітерацій, кожна з яких включає два етапи: 1) інтегрування рівнянь для крапель (1) – (12) (вниз); 2) інтегрування рівнянь для газу і ТЧ (13) – (18) (знизу вгору). На першому етапі ітерації 1 параметри ТЧ і газу приймаються постійними по довжині потоку і рівними або їх початковим значенням, або деяким середнім по висоті значенням, що оцінюються заздалегідь. На цьому етапі запам'ятовуються параметри крапель у кількох перетинах (позначимо їх через P_1). На другому етапі цієї ітерації інтегруються рівняння для газу і ТЧ з урахуванням масиву P_1 , а отримані результати (позначимо їх через Q_1) запам'ятовуються. Далі, на першому етапі ітерації 2 знов інтегруються рівняння для крапель, але вже з урахуванням Q_1 , і результати (P_2) запам'ятовуються, а на другому етапі – рівняння для газу і ТЧ на базі P_2 і т.д. Оскільки метою розрахунку є не стільки визначення локальних параметрів потоку, скільки знаходження ступеня очистки η газів від частинок, ітераційний процес можна припинити за умовою $|\eta_m - \eta_{m-1}| < \varepsilon$, де m – номер ітерації; ε – задана похибка.

Цей алгоритм було реалізовано у програмі GLS5. Розрахунки показали, що у більшості випадків досить двох – трьох ітерацій для досягнення прийнятної точності.

Деякі результати для одного із варіантів розрахунків представлено в табл. 1 (тут початкові швидкості приймалися рівними $u_{i0} = 0,1$ м/с та $U_{jf} = u_{gf} = -2$ м/с, а початкові температури – $t_{i0} = 20$ °С, $T_{jf} = t_{gf} = 120$ °С).

У цьому варіанті ефективність очистки складає лише 94,35 %, що навряд чи можна вважати задовільним. Тому було розраховано ще чотири варіанти (2 – 5, табл. 2), що від-

Табл. 1. Фракційний склад крапель і ТЧ у вхідних перетинах потоку та параметри ТЧ на виході для варіанта 1

Величини	Розмірність	$i(j)$				
		1	2	3	4	5
δ_{i0}	мм	1,5	2	3	4	5
g_{i0}	кг/(мм ² ·с)	0,3	0,4	0,6	0,4	0,3
Δ_{jf}	мкм	10	20	40	70	100
$10^3 G_{jf}$	кг/(м ² ·с)	4	6	10	6	4
$ U_{j0} $	м/с	1,79	1,77	1,73	1,6	1,44
$10^2 B_{j0}$		5,0	6,77	7,55	8,33	9,19
$10^4 G_{j0}$	кг/(м ² ·с)	5,43	3,9	4,68	2,02	0,93

Табл. 2. Витрата ТЧ ($10^4 G_{j0}$, кг/(м²·с)) у вихідному перетині потоку та ефективність очистки

Варіант	j					η , %
	1	2	3	4	5	
2	14,78	15,53	22,11	11,33	6,33	76,64
3	1,98	0,95	0,95	0,34	0,13	98,55
4	0,71	0,23	0,19	0,055	0,016	99,6
5	0,26	0,052	0,035	0,008	0,002	99,88

різняються від вхідних даних у табл. 1 тільки значеннями g_{i0} : у випадку 2 вони вдвічі менше, ніж у табл. 1, а у варіантах 3 – 5 – у 1,5, 2 та 2,5 рази більше. Видно, що при значних втратах рідини ефективність очистки дуже висока.

Висновки

На основі фундаментальних законів збереження маси, імпульсу та енергії побудовано систему диференціальних рівнянь, що описують зміну параметрів крапель, твердих частинок та газу у трифазовому потоці стосовно до процесу мокрої очистки димових газів від легкої золи. Запропоновано ітераційний алгоритм інтегрування цієї системи рівнянь та розроблено відповідну програму. Вивчено залежність ефективності очистки від питомої витрати рідини.

ЛІТЕРАТУРА

1. *K. Lim, S. Lee, H. Park.* Prediction for particle removal efficiency of a reverse jet scrubber// *Journal of Aerosol Science.* – 2006. – Vol. 37. – P. 1826 – 1839.
2. *B. Raj Mohan, R. Jain, B. Meikap.* Comprehensive analysis for prediction of dust removal efficiency using twin-fluid atomization in a spray scrubber // *Separation and Purification Technology.* – 2008. – Vol. 63. – P. 269 – 277.
3. *Шрайбер А.А.* Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений // *Итоги науки и техники. Комплексные и специальные разделы механики.* – 1988. – Т. 3. – С. 3 – 80.
4. *Стернин Л.Е., Шрайбер А.А.* Многофазные течения газа с частицами. – М.: Машиностроение, 1994. – 320 с.

5. Шрайбер А.А. К статистической теории полидисперсного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1991. – № 1. – С. 61 – 70.

6. Шрайбер А.А., Милютин В.Н., Яценко В.П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. – К.: Наук. думка, 1980. – 250 с.

7. Рохман Б.Б., Шрайбер А.А. Математическое моделирование аэродинамики и физико-химических процессов в надслоевом пространстве топки с циркулирующим кипящим слоем. II. Взаимодействие частиц (псевдотурбулентность) // Инж.-физ. журнал. – 1994. – Т. 66, № 2. – С. 159 – 167.

Получено 17.01.2012 г.