УДК 621.182.12

Гаращенко В. І., к.т.н., доц., Гаращенко О. В., асистент, Лебедь О. О., ст. викладач, Сафоник А. П., к.т.н., доц., Кочергіна О. Д., асистент (Національний університет водного господарства та природокористування, м. Рівне)

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ПРОЦЕСУ ОСАДЖЕННЯ МАГНІТНИХ ДОМІШОК В НАМАГНІЧЕНИХ ФЕРОМАГНІТНИХ ЗАГРУЗКАХ

Теоретично обґрунтовано процес магнітного осадження домішок в намагнічених феромагнітних загрузках. Проаналізовано сили, що діють на магнітну частинку при русі в намагніченій феромагнітній загрузці.

Ключові слова: **магнітне осадження, феромагнітна загрузка, сила захвату домішок.**

Вступ. Технологічні, оборотні водні середовища різних галузей промисловості (теплової, атомної енергетики, металургії, хімічної промисловості) внаслідок неперервної корозії та зносу обладнання збагачуються домішками продуктів корозії. Дослідами засвідчено, що значна частина цих домішок, до 70-90%, володіють магнітними властивостями. Для їх видалення з водних середовищ перспективним є метод осадження магнітних домішок в намагнічених феромагнітних загрузках [4].

Встановлено, що на магнітну частинку, яка знаходиться в неоднорідному магнітному полі, діє пондеромоторна (магнітна) сила [6]. Магнітна сила, що діє на частинку, визначається потенціальною енергією, набутою частинкою під час її намагнічування.

$$F_м = -grad\,U \cdot \tag{1}$$

Потенціальна магнітна енергія намагніченої частинки розраховується [6]

$$U = -\int_V \frac{\mu_0 \chi_T H^2}{2} dW \ , \tag{2}$$

μ_0 – абсолютна магнітна проникність вакууму; χ_T – магнітна сприйнятливість частинки; H – напруженість магнітного поля.

Якщо частинка однорідна, то χ_T – величина стала для феромагнітної частинки при даній напруженості поля, тому:

$$F_м = \frac{1}{2}\mu_0 \chi_T \int_V grad\,H^2 dW \cdot \tag{3}$$

Якщо розміри частинки незначні, то напруженість магнітного поля і градієнт модуля напруженості приймають однаковими в об'ємі W, тоді:

$$F_м = \mu_0 \chi_T W H \, grad \, H \cdot \tag{4}$$

Більш детально розглянемо величину χ_T.

При розміщенні магнітної частинки, наприклад, у формі еліпсоїда у зовнішнє магнітне поле напруженістю H, виникають магнітні полюса, які створюють власне магнітне поле H_0, направлене проти зовнішнього магнітного поля H. Це поле по своїй природі розмагнічуюче, тому призводить до зменшення зовнішнього поля.

Величина H_0 пропорціональна намагніченості J:

$$H_0 = N \cdot J \, , \tag{5}$$

де N – коефіцієнт розмагнічування.

Результуюче намагнічуюче поле запишемо як:

$$H_0 = H - H_0 = H - N \cdot J \cdot \tag{6}$$

Відповідно поняттям про зовнішнє і внутрішнє поля, що діють на частинку, розрізняють об'ємну магнітну сприйнятливість частинки χ_T і речовини χ[2].

Величина χ_T визначається зовнішнім полем H, а χ – внутрішнім полем $H_в$.

Запишемо:

об'ємна магнітна сприйнятливість частинки:

$$\chi_T = \frac{J}{N} \, , \tag{7}$$

об'ємна магнітна сприйнятливість речовини:

$$\chi = \frac{J}{H_в} \, . \tag{8}$$

Використовуючи (5)-(8) знайдемо:

$$\chi_T = \frac{\chi}{1 + N_\chi} \, . \tag{9}$$

Досліджено, якщо магнітна сприйнятливість речовини $\chi < 0$, то речовина діамагнітна; якщо $\chi > 0$ і має порядок 10^{-5}-10^{-9} – речовина парамагнітна; якщо χ має порядок 1 і більше – речовина феромагнітна [5].

Коефіцієнт розмагнічування N залежить не від геометричних розмірів тіла, а від їх співвідношення, тобто від форми тіла:

$$N = \frac{\lambda \ln(\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1}) - \sqrt{\lambda^2 - 1}}{(\sqrt{\lambda^2 - 1})^2} \, , \tag{10}$$

де λ – відношення довжини феромагнітного тіла l до його діаметра d.

Так, для нескінченно довгого стержня, вісь якого співпадає з напрямом поля, N=0, а для тонкого диска, розміщеного перпендикулярно полю, коефіцієнт розмагнічування рівний 1, для кулі N=0,333. Таким чином, межі зміни коефіцієнта розмагнічування магнітних тіл складають $0<N<1$. Запишемо зв'язок магнітної проникності μ_T частинки і коефіцієнта розмагнічування N [5].

$$\mu_T = \frac{\mu_0 \mu}{[1+N(\mu-1)]}. \qquad (11)$$

Враховуючи, що $\mu = 1+\chi$, рівняння (11) запишемо:

$$\mu_T = \frac{\mu_0 (1+\chi)}{[1+N(\mu-1)]}. \qquad (12)$$

Вищенаведені залежності засвідчують, що для магнітних речовин величини χ і μ є функцією напруженості магнітного поля. Магнітна сприйнятливість χ феромагнітних матеріалів може в сотні тисяч разів перевищувати магнітну сприйнятливість парамагнітних речовин. Відповідно пондеромоторна сила $F_м$, що діє на феромагнітне тіло в неоднорідному магнітному полі, буде в сотні тисяч разів більше сили, що діє на тіло з парамагнітного матеріалу. На цьому засновано очищення водних (рідких) середовищ від магнітних домішок в намагнічених феромагнітних фільтруючих загрузках, в шпаринах гранул яких створюється сильні неоднорідні магнітні поля-пастки. Розглянемо інші сили, окрім магнітної, які діють на рухомі магнітні домішкові частинки у водному середовищі. До них відноситься сила опору рідкого (водного) середовища, яка пропорційна відносній швидкості частинки і виражається формулою Стокса [4, 7].

$$\overline{F_c} = 3\pi d\,\eta(\overline{V} - \overline{V}_ч)K_ч, \qquad (13)$$

де d – еквівалентний ефективний діаметр частинки; η – динамічна в'язкість рідини (водного середовища); $\overline{V}, \overline{V}_ч$ – швидкості рідини і частинки; $\overline{V} - \overline{V}_ч = V_П$ – середня швидкість рідини в порових прошарках; $K_ч$ – динамічний коефіцієнт форми частинки (для частинки з співвідношенням осей 0,25-4 $K_ч$).

Для високодисперсних частинок використання формули Стокса має певні обмеження. При доведенні цієї формули вважалось, що не існує стрибка швидкості у поверхні частинки, тобто прилеглий до цієї поверхні нескінченно тонкий шар середовища нерухомий по відношенню до частинки. Це твердження справедливе, якщо товщина граничного шару, в якому відбувається зміна швидкості у поверхні частинки, набагато більша довжини вільного пробігу молекул середовища. В цьому випадку внаслідок багатократних зіткнень молекул по товщині грани-

чного шару забезпечується поступова зміна швидкості [1, 3]. Для високодисперсних частинок товщина граничного шару співмірна з розміром частинок і з довжиною вільного пробігу. Для таких частинок припущення про нерухомість тонкого шару рідини несправедливе. Навпаки, у поверхні частинки має місце стрибок швидкості, що еквівалентно прослизанню частинки відносно середовища.

Завдяки прослизанню опір руху кулькоподібної мікрочастинки повинен зменшуватись. Це враховано у вигляді поправки до формули Стокса, яка була розрахована Кенінгемом [1, 3].

$$F_c = \frac{3\pi d \eta V_{\Pi} K_{ч}}{(1 + A\ l_m / 0{,}5d)}\ , \tag{14}$$

де l_m – еквівалентна довжина вільного пробігу молекул. Стала A залежить від властивостей поверхні частинки. Так, для шорстких кулькових частинок A=0,7. Розрахунки показують, що поправка Кенінгема має значення для частинок еквівалентним діаметром не більше 1 мкм.

Наступний крок в розширенні області використання аналітичних формул при розрахунку опору руху кулькових частинок зробив Осеєн [1, 3]. Він використав формулу Стокса, в якій частково врахував інерційні члени.

$$\overline{F_c} = 3\pi d \eta V_{\Pi} \cdot K_{ч}(1 + \frac{3}{16} R_e) \cdot \tag{15}$$

Формула Осеєна застосовується в більш широкому діапазоні чисел Рейнольдса, ніж формула Стокса. Експериментальні дослідження засвідчують, що формула Осеєна застосовується при R_e<1. На магнітне осадження феромагнітних частинок в намагніченій кульковій загрузці, окрім магнітної, стоксової сили, впливають додатково сили тяжіння, виштовхування, інерційна сила.

Запишемо ці сили в загальному вигляді:
інерційна

$$\overline{F_i} = \rho_{ч} \cdot W\, d\overline{V_{ч}} / dt\,, \tag{16}$$

тяжіння

$$\overline{F_T} = \rho_{ч} \cdot W \cdot \overline{g}\,, \tag{17}$$

виштовхувальна

$$\overline{F_в} = -\rho_p \cdot W \cdot \overline{g}\,, \tag{18}$$

де $\rho_ч$, ρ_p – густина частинки і рідини; g – прискорення вільного падіння; W – об’єм частинки.

З врахуванням всіх сил, запишемо в загальному вигляді рівняння:

$$m_{ч} \frac{d\overline{V}}{dt} + \overline{F_м} + \overline{F_0} + \overline{F_T} + \overline{F_в} = 0 \cdot \tag{19}$$

Розв'язок диференціального рівняння (19) дозволив би отримати траєкторію руху частинки, яка б давала уявлення про осадження (захват) частинки або не осадження її [4].

Але водночас формальний підхід до розв'язання такої задачі без оцінки кожної з сил призводить до невиправданого ускладнення цієї задачі, отримання громіздких рівнянь. При цьому втрачається можливість отримання результуючих рівнянь, що характеризують магнітне осадження (захват) частинок в аналітичному вигляді.

Автором [4] для визначення основних параметрів магнітного осадження виконана порівняльна оцінка немагнітних сил F_c, F_i, F_T, $F_в$ у випадку знаходження частинки в приконтактній зоні намагнічених феромагнітних гранул. Для точної оцінки прийняті припущення: при наближенні частинки до зони осадження її швидкість співмірна з швидкістю несучої компоненти (рідини); при потраплянні частинки в зону осадження вона зависає в ній; радіус траєкторії руху і шлях гальмування співмірні з радіусом гранул зони магнітного захвату. Крім того, при оцінці сил, враховуючи, що основна маса домішкових частинок мають розміри >1 мкм, а число Рейнольдса >1, поправки Кенінгема і Осеєна не враховуються.

Запишемо:

$$\overline{F_i} \approx (\pi d^3/6)\rho_r \cdot v^2_n / 2r_0, \qquad (20)$$

де r_0 – радіус зони магнітного захвату.

Значення результуючих двох сил F_T, $F_в$ складає

$$F_{T.в} = \pi(\rho_r - \rho_p) \cdot d^3 \cdot g/6, \qquad (21)$$

$$F_c \approx 3\pi d \cdot \eta \cdot V_П. \qquad (22)$$

Значення сил при різних розмірах частинок

d, мкм	F_c, (Н)	F_i, (Н)	$F_{Tв}$, (Н)
0,01	$1\cdot10^{-11}$	$1\cdot10^{-19}$	$1\cdot10^{-20}$
1	$1\cdot10^{-9}$	$1\cdot10^{-13}$	$1\cdot10^{-14}$
10	$0{,}8\cdot10^{-8}$	$0{,}5\cdot10^{-11}$	10^{-12}
50	$1\cdot10^{-8}$	$1\cdot10^{-10}$	$1\cdot10^{-11}$
100	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-7}$	$1\cdot10^{-8}$

Наближені розрахунки сил за (20)-(22) при різних розмірах частинок (0,01-100 мм) наведені в таблиці. Розрахунки виконані при $\rho_ч$=5100 кг/м^3 (магнетит), ρ_p=1000 кг/м^3, $V_П$=0,14 м/с ($V_{філ.}$=200 м/год), $\eta=10^{-3}$ Н·с/м^2 П=0,4, $d=5\cdot10^{-3}$ м і значення r_0=0,25, $R=0{,}6\cdot10^{-3}$ м, R – радіус феромагнітної кульки фільтруючої загрузки.

Дані таблиці засвідчують, що при очищенні рідин від домішкових

частинок розміром до 50 мкм інерційними силами F_i можемо знехтувати, оскільки вони на 2-8 порядків менші стоксових сил F_c. Видно, що сили $F_{т.в.}$ в порівнянні з F_c значно менші в широкому інтервалі розмірів частинок, тому їх також можна не враховувати при очищенні рідких середовищ. З врахуванням вищенаведеного аналізу рівняння (19) запишемо:

$$m_ч \frac{d\overline{V_ч}}{dt} + \overline{F_м} + \overline{F_c} = 0 \cdot \tag{23}$$

При наявності основної маси високодисперсних домішкових частинок, інерційні сили будуть ще менші, при цьому рівняння (23) запишеться:

$$\overline{F_м} + \overline{F_c} = 0 \cdot \tag{24}$$

Тоді умова магнітного осадження (захвату) в скалярному вигляді матиме вигляд [7]:

$$F_м \geq F_c \cdot \tag{25}$$

З врахуванням (4) і (13) умову (25) запишемо:

$$\frac{1{,}33 \cdot 10^{-7} \chi_T \cdot W \cdot H \, grad \, H}{d\eta \left(\overline{V} - \overline{V_ч}\right) K_ч} > 1 \cdot \tag{26}$$

Висновки. Теоретично аналізуючи сили, що діють на магнітну частинку продуктів корозії, яка рухається в намагніченій феромагнітній загрузці встановлено умову у вигляді рівняння, при якій відбувається процес магнітного осадження домішок.

1. Основы электрогазодинамики дисперсных систем / И. П. Верещагин, В. И. Левитов, Г. З. Мирзабекян, М. М. Пашин. – М. : Энергия, 1974. – 480 с. **2.** Деркач В. Г. Специальные методы обогащения полезных ископаемых. – М. : Недра, 1966. – 336 с. **3.** Электрические и магнитные методы обогащения // Методическая разработка. – М., 1974. – С. 28-56. **4.** Сандуляк А. В. Очистка жидкостей в магнитном поле / А. В. Сандуляк. – Львов : Вища школа, 1984. – 166 с. **5.** Справочник по обогащению руд. [под ред. Богданова О. С.] – М. : Недра, 1983. **6.** Сумцов В. Ф. Электромагнитные железоотделители. – М. : Машиностроение, 1978. – 174 с. **7**. Гаращенко В. І. Дослідження впливу технологічних параметрів процесу магнітного очищення конденсату ТЕЦ на коефіцієнт осадження / Гаращенко В. І., Гаращенко О. В. // Экология и промышленность. 2011. – № 4. – С. 78-83.

Рецензент: к.т.н., професор Яцков М. В. (НУВГП)

Harashchenko V. I., Candidate of Engineering, Associate Professor, Harashchenko O. V., Assistant, Lebed O. O., Senior Lecturer,

Safonyk A. P., Candidate of Engineering, Associate Professor, Kochergina O. D., Assistant (National University of Water Management and Nature Resources Use, Rivne)

THEORETICAL BASIS OF MAGNETIC IMPURITIES PRECIPITATION IN MAGNETIZED FERROMAGNETIC NOZZLES

Theoretically grounded process of magnetic impurities precipitation in magnetized ferromagnetic nozzles. Analysis of the forces acting on a magnetic particle in motion in magnetized ferromagnetic nozzle.
Keywords: **magnetic precipitation, ferromagnetic nozzle, force of impurities capture.**

Гаращенко В. И., к.т.н., доц., Гаращенко А. В., ассистент, Лебедь А. А., ст.преподаватель, Сафоник А. П., к.т.н., доц., Кочергина О. Д., ассистент (Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно)

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В НАМАГНИЧЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЗАГРУЗКАХ

Теоретически обоснован процесс магнитного осаждения примесей в намагниченных ферромагнитных загрузках. Проанализированы силы, которые действуют на магнитную частицу при движении в намагниченной ферромагнитной загрузке.
Ключевые слова: **магнитное осаждение, ферромагнитная загрузка, сила захвата примесей.**