

В.М. СКИБЕНКО, В.С. БІЛЕЦЬКИЙ, д-р техн. наук,
П.В. СЕРГЄЄВ, канд. техн. наук

ЗАКОНОМІРНОСТІ ТЕЧІЇ ВОДИ В ПОВЕРХНЕВИХ ПЛІВКАХ ПРИ АЕРОМЕХАНІЧНОМУ ОБЕЗВОДНЕННІ ДИСПЕРСНИХ МАТЕРІАЛІВ

Наведені дослідження нового перспективного процесу обезводнення дрібнодисперсних матеріалів шляхом аеромеханічного зриву поверхневих водних плівок. Для об'ємного та граничного шарів водної плівки на вугіллі одержані математичні вирази зв'язку швидкості течії води в плівках з параметрами повітряного потоку і характеристиками вихідного вугілля при ламінарному, хвильовому та турбулентному режимах течії.

Ключові слова: аеромеханічне обезводнення, водні плівки, режими течії.

Приведены исследования нового перспективного процесса обезвоживания мелкодисперсных материалов путем аэромеханического срыва поверхностных водных пленок. Для объемного и граничного слоев водной пленки на угле получены математические выражения связи скорости течения воды в пленках с параметрами воздушного потока и характеристиками исходного угля при ламинарном, волновом и турбулентном режимах течения.

Ключевые слова: аэромеханическое обезвоживание, водные пленки, режимы течения.

Традиційні методи механічного обезводнення зернистих матеріалів – грохотіння, дренавання, фільтрація, центрифугування, осадження в воді з ущільненням осаду – сьогодні в основному вичерпали себе. Їх розвиток іде головним чином екстенсивно – за рахунок збільшення відцентрової сили, вакууму тощо. Разом з тим для досягнення кондиційної вологості значні обсяги перероблюваної гірничої сировини піддаються термічній сушці, яка є одним з найбільш дорогих процесів технологічного ланцюга збагачення вугілля, крім того, екологічно брудним та пожежонебезпечним. На часі створення нових інтенсивних технологій механічного обезводнення зернистих матеріалів, зокрема, вугілля. Перспективним, на наш погляд, є технічне рішення механічного зриву водної плівки високошвидкісним потоком повітря, що реалізується, наприклад, у інжекторі.

Розглянемо питання течії води в поверхневих плівках під дією газового (повітряного) струменя. Аналіз показує, що можливі два принципово різних підходи до теоретичної інтерпретації процесу течії водних плівок при аеромеханічному зневодненні. По-перше, можна розглядати цей процес в ізольованій системі власне водної плівки без урахування особливостей твердої поверхні і аеромеханічного впливу, який спричиняє течію водних плівок. Такий підхід запропонований автором [1]. Другий підхід, який пропонуємо і опрацьовуємо в цьому дослідженні ми, передбачає врахування відмічених чинників.

Виходячи з класичних уявлень про течію рідини [2], існує три режими течії - ламінарний, хвильовий і турбулентний. Як показано в роботі [1] при

числі Рейнольдса $Re \leq 20-30$ має місце режим ламінарної течії з постійною товщиною плівки, що переміщається. При $1500 \geq Re \geq 30-50$ виникає хвильова течія води. При $Re \geq 1500$ - турбулентний режим.

При цьому число Re визначається з виразу [1]:

$$Re = \frac{v_p \cdot h_p \cdot \rho_p}{\mu_o} \quad (1)$$

де v_p - середня швидкість рідини по перетину плівки, h_p - її товщина, ρ_p , μ_o - густина і в'язкість рідини відповідно.

На рис. 1 наведені отримані нами на основі рівняння (1) залежності $h_p(v_p)$ для діапазону значень $v_p = 0 - 50$ м/с і вказаних вище граничних умов різних режимів течії по Re [1]. Як видно з рисунка, зона ламінарної течії характерна для малих швидкостей v_p і малих значень h_p . Турбулентна те-

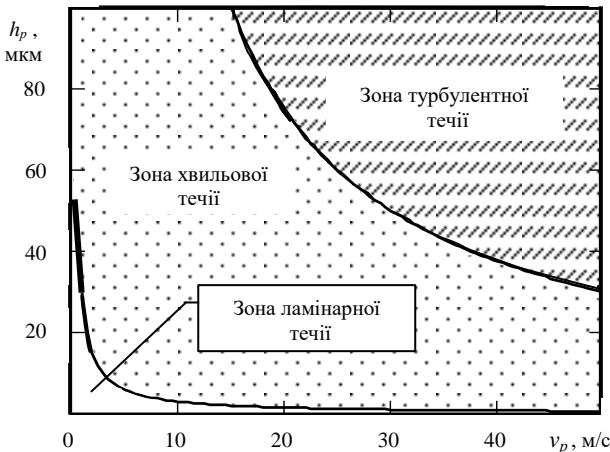


Рис. 1 – Режими течії водних плівок [1].

чія має місце тільки в товстих гідратних плівках ($h_p > 30-40$ мкм) і при високих швидкостях переміщення рідини (не менше за 20 м/с). Хвильова течія рідини в плівках спостерігається при параметрах, проміжних між турбулентною і ламінарною течією.

Такий підхід простий і наочний, легкий в інтерпретації, але не враховує особливостей процесу аеромеханічного видалення рідини з твердої поверхні.

Згідно із запропонованим нами підходом течія водної плівки розглядається у взаємозв'язку з параметрами повітряного потоку і характеристиками матеріалу, що обезводнюється.

Стосовно до випадку зриву водної плівки з поверхні вугільних зерен в так званих *товстих плівках* (товщина яких досягає 600-1000 нм) можливі всі три режими течії води. Імовірність реалізації вказаних режимів в *адсорбційному шарі* граничних плівок (h порядку 100 нм), внаслідок його аномальних хімічних властивостей, знижується від першого до третього. Що стосується *адгезійного шару* граничної плівки, який безпосередньо прилягає до вугільної поверхні, то імовірність всіх трьох режимів в ньому зростає по мірі збільшення його товщини або віддалі від підкладки.

Розглянемо процеси видалення вологи окремо в об'ємному і граничному шарі, враховуючи при цьому можливі режими течії плівки, що зривається (ламінарний, хвильовий, турбулентний).

Об'ємний шар

Ламінарний режим течії об'ємної водної плівки

Для об'ємного шару умовою аеромеханічного обезводнення в ламінарному режимі течії води є дотримання нерівності [1]:

$$P_{ef} \geq \mu_o \cdot \frac{V_p}{h_p}, \quad (2)$$

де P_{ef} - ефективний напір повітряного потоку; V_p - швидкість переміщення водної плівки відносно вугільної поверхні; h_p - товщина переміщуваної плівки води.

Згідно [3] сила F_n впливу потоку повітря на сферичну частку радіуса r_c дорівнює:

$$F_n = 0,5 \cdot K_{mp} \cdot \rho_n \cdot S_{\phi a}^4 \cdot \Delta W^2, \quad (3)$$

де K_{mp} - коефіцієнт сили опору; ρ_n - густина повітря; $S_{\phi a}^4$ - площа фронту атаки частки, $S_{\phi a}^4 = \pi \cdot r_c^2$.

Для знаходження ефективного опору P_{ef} розділимо F_n на площу фронту атаки водної плівки $S_{\phi a}^p$. Тоді після перетворень рівняння (2) маємо:

$$K_{mp} \cdot \rho_n \cdot \frac{S_{\phi a}^4 \cdot \Delta W^2}{2 \cdot S_{\phi a}^p} \geq \mu_o \cdot \frac{V_p}{h_p} \quad (4)$$

Для K_{mp} по Блаузіусу можна записати [3]:

$$K_{mp} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} = 0,3164 \cdot \left(\frac{v_n}{W_n \cdot d_m} \right)^{0,25}, \quad (5)$$

де $2,3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 1,0 \cdot 10^5$ - область застосування виразу (5); v_n - кінематичний коефіцієнт в'язкості повітря; W_n - швидкість потоку повітря (в реальних умовах $W_n = 60-450$ м/с); d_m - діаметр разгонної трубки.

Для визначення $S_{\phi a}^p$ виходячи з геометричних міркувань (рис. 2) можна використати вираз:

$$S_{\phi a}^p = \pi(r_c + h_p)^2 - \pi r_c^2$$

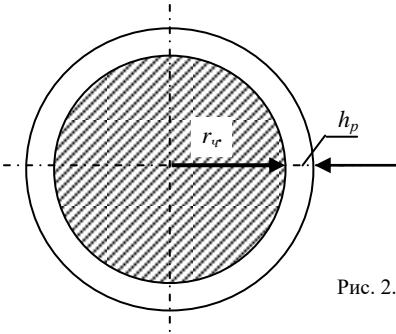


Рис. 2. Визначення площі фронту атаки водної плівки

Таким чином, виходячи з виразів (4) і (5) умова аеромеханічного вологовидалення при ламінарній течії об'ємного шару води має вигляд:

$$V_p \leq \frac{0,1582 \cdot h_p \cdot \rho_n \cdot S_{\phi a}^4 \cdot \Delta W^2}{Re^{0,25} \cdot S_{\phi a}^p \cdot \mu_o} \quad (6)$$

Як показує його аналіз, із збільшенням різниці ΔW швидкостей частки і повітряного потоку максимальна швидкість ламінарної течії об'ємного шару води V_p збільшується. При цьому збільшення числа Re повітряного потоку приводить, при інших рівних умовах, до зниження V_p , очевидно, за рахунок збільшення імовірності утворення вихрових потоків у водній плівці, що видаляється. Із збільшенням крупності вугільних часток значення V_p зростає. Тобто, чим менше радіус зерна вугілля, тим менше діапазон можливих значень швидкостей ламінарної течії об'ємного шару води і більше імовірність хвильової та турбулентної течії. Це, напевно, можна пояснити впливом кривизни поверхні вугільних зерен на характер течії води при її відокремленні.

Хвильовий режим течії об'ємної водної плівки

Як вказано вище при $1500 > Re > 30-50$ в об'ємній водній плівці має місце хвильовий режим течії (рис. 3).

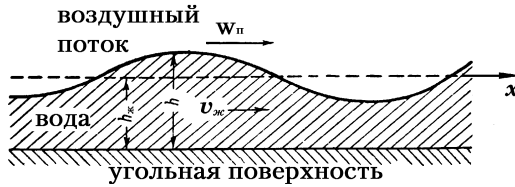


Рис.3. Схема хвильового режиму течії об'ємної водної плівки на вугільній поверхні

Згідно [1] для цього режиму справедливе рівняння:

$$(h_p^{xe})^3 = \frac{3 \cdot \mu_o \cdot Q}{\rho_p a_c} \cdot \Phi, \quad (7)$$

де Q - об'ємні витрати води, що видаляється при обезводненні; a_c - прискорення вугільного зерна. Параметр Φ визначається характеристиками хвилі і розраховується за виразом:

$$\Phi = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} \frac{\left(1 + \frac{c}{v_o} \cdot \varphi\right)^2}{(1 + \varphi)^3} dx,$$

де c - фазова швидкість хвилі; v_o - швидкість потоку в перетині хвилі; φ - потенціал швидкостей; λ - довжина хвилі.

Для об'ємної витрати води можна записати (див. рис. 2):

$$Q = v_p \cdot S_{\phi a}^p = v_p \left[\pi (r_i + h_p^e)^2 - \pi r_i^2 \right] \quad (8)$$

Для a_c по [3] справедливо:

$$a_c = \frac{3}{8} \cdot \frac{\rho_n}{\rho_c} \cdot \frac{K_{mp}}{r_i} \cdot \Delta W^2$$

(9)

Підставляючи вирази (8) і (9) в (7) після перетворень отримаємо:

$$h_p^{x6} = \sqrt[3]{\frac{8 \cdot \mu_o \cdot \rho_u \cdot r_u \cdot Re^{0,25} \cdot \Phi \cdot v_p \cdot [\pi(r_u + h_p)^2 - \pi r_u^2]}{0,3164 \cdot \rho_p \rho_n \cdot \Delta W^2}} \quad (10)$$

Вираз (10) дає можливість визначити висоту h_p^{x6} від твердої поверхні до середини хвилі (див. рис.3). Його аналіз показує, що крива $h_p^{x6}(\Delta W)$ має параболічний характер. Причому із збільшенням ΔW висота h_p^{x6} зменшується, що свідчить про розвиток хвильового режиму в об'ємних шарах, безпосередньо прилеглих до граничних шарів води на вугільній поверхні. Зі збільшенням числа Re повітряного потоку величина h_p^{x6} дещо зростає, що еквівалентно віддаленню середини хвилі від твердої поверхні. Що стосується залежності $h_p^{x6}(r_u)$, то згідно (10) вона представляє собою лінійну функцію виду $h_p^{x6} = \kappa \cdot r_u$. З фізичної точки зору прямо пропорційний характер залежності можна пояснити впливом кривизни поверхні вугільних зерен на характер течії води в об'ємних шарах. При більшій кривизні поверхні хвильовий рух глибше проникає в об'ємний шар вологи, а при меншій кривизні поверхні (великі і сплюснені зерна) хвильовий рух рідини розвивається на більших відстанях від поверхні вугільного зерна. З віддаленням від поверхні зерна швидкість хвилі V_p зростає.

Турбулентний режим течії об'ємної водної плівки

Як показав попередній аналіз, турбулентний режим, згідно з версією В.Г.Левича, розвивається в об'ємному шарі води на відстанях від твердої поверхні більше за 35-40 мкм (рис.1). За уточненим нами даними при $\Delta W \leq 100$ м/с ця відстань становить 100 мкм і більше.

Для вивчення механізму обезводнення механічним зривом водної плівки інтерес представляють визначення залежності параметрів турбулентного руху рідини, - пульсаційної швидкості і масштабу турбулентних пульсацій, - від параметрів аеромеханічного впливу.

Ефективний напір P_{ef} повітряного потоку можна зв'язати з пульсаційною швидкістю v_o рівнянням:

$$P_{ef} = \alpha \cdot \rho_p \cdot v_o^2, \quad (11)$$

де: α - постійна, згідно [1] $\alpha = 0,17$.

Перетворюємо рівняння (11) з урахуванням виразу (3):

$$\frac{K_{mp} \cdot \rho_n \cdot S_{\phi a}^4 \cdot \Delta W^2}{2(2\pi \cdot r_u \cdot h_p)} = \alpha \cdot \rho_p \cdot v_o^2, \quad (12)$$

де $2\pi \cdot r_u \cdot h_p = S_{fa}^p =$ - фронт атаки водної плівки.

З урахуванням того, що $S_{fa}^u = \pi \cdot r_u^2$, $K_{mp} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$ (див. рівняння 5),

після перетворення рівняння (12) для v_o отримаємо:

$$v_o = \sqrt{\frac{0,3164 \cdot \rho_n \cdot r_u \cdot \Delta W^2}{4h_p \cdot \alpha \cdot \rho_p \cdot Re^{0,25}}} \quad (13)$$

На рис. 4 представлені криві $v_o(h_p)$ при $\Delta W = \text{var}$ і наступних постійних: $\rho_n = 1,23 \text{ кг/м}^3$; $r_u = 3 \text{ мм}$; $\alpha = 0,17$; $\rho_p = 1000 \text{ кг/м}^3$; $Re_g = 3000$. Як видно з отриманих даних у всьому діапазоні ΔW величина пульсаційної швидкості потоку зростає із зменшенням товщини об'ємної плівки. Зниження v_o по мірі зростання h_p можна пояснити інерційністю порівняно великої маси товстих плівок.

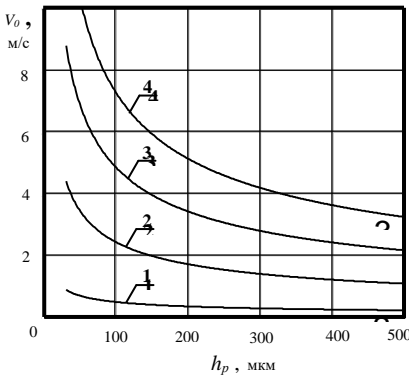


Рис. 4 Залежності $V_o(h_p)$ при турбулентній течії об'ємної водної плівки:

1 - $\Delta W = 10 \text{ м/с}$; 2 - $\Delta W = 50 \text{ м/с}$
3 - $\Delta W = 100 \text{ м/с}$; 4 - $\Delta W = 150 \text{ м/с}$

Збільшення ΔW приводить до очікуваного істотного зростання v_o , що зумовлено більш інтенсивним впливом повітряного потоку на водну плівку. Особливістю кривих $v_o(h_p)$ є збільшення їх кривизни по мірі зростання ΔW . Одночасно спостерігається виположування кривої $v_o(h_p)$ по мірі зростання h_p .

Що стосується масштабу турбулентних пульсацій, то цей параметр впливає істотним чином в процесі диспергування водної фази з утворенням аерозолію.

Граничний шар

Виходячи з вищевикладеного, найбільш вірогідним в граничному шарі є ламінарний режим течії. Турбулентний і хвильовий режими внаслідок більш високої в'язкості води в цьому шарі утруднені. Теоретично вони можливі тільки за межами робочої зони швидкостей рідини. Це, зокрема,

підтверджується розрахунковим положенням зони ламінарного режиму по [1] (рис.1).

Закономірності ламінарного режиму течії води в граничному шарі аналогічні розглянутим вище для об'ємного шару. При цьому істотною відмінністю є залежність μ_p в граничному шарі від відстані від твердої поверхні h_p . Нами встановлено, що емпірична залежність μ / μ_0 (h_p) найбільш адекватно може бути описана моделлю Вейбулла:

$$Y = A - B \cdot e^{-cx^d}$$

Стосовно до розглядуваної залежності μ / μ_0 (h_p) це рівняння має вигляд:

$$\mu_p = \frac{\mu}{\mu_0} = 1,69 - 0,78 \cdot e^{-13,1 \cdot h_p^{-0,68}} \quad (14)$$

Коефіцієнт кореляції і середня квадратична помилка оцінки відповідно складають $r = 0,998$; $S = 0,018$.

Тоді для ламінарного режиму течії, виходячи з рівнянь (14) і (6) умова аеромеханічного вологовидалення граничного шару має вигляд:

$$V_p = \frac{0,1582 \cdot h_p \cdot \rho_n \cdot S_{fa}^u \cdot \Delta W^2}{Re_n^{0,25} \cdot S_{fa}^p \cdot \mu_0 \cdot (1,69 - 0,78 e^{-13,1 h_p^{-0,68}})} \quad (15)$$

Розрахункові криві V_p (ΔW) при $Re_n = \text{var}$, $h_p = 100$ мкм приведені на рис. 5. Порівняльний аналіз кривих V_p (ΔW) в об'ємному і граничному шарах для ламінарного режиму течії показує їх схожість. При цьому значення V_p для граничного шару, при інших рівних умовах, на 20-25% нижче, ніж для об'ємного, що зумовлено більшою в'язкістю рідини і пов'язаним з ним великим опором переміщенню рідини.

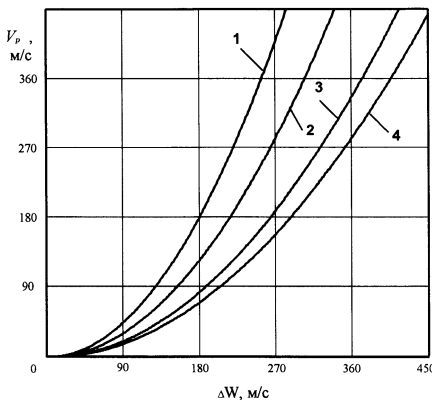


Рис. 5 Залежності V_p (ΔW) при ламінарній течії граничної водної плівки:

1 – $Re = 2300$; 2 – $Re = 10000$;
3 – $Re = 50000$; 4 – $Re = 100000$.

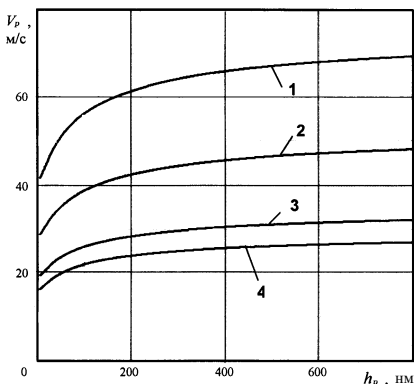


Рис. 6 Залежності $V_p(h_p)$ при ламінарній течії граничної водної плівки:

1 – $Re = 2300$; 2 – $Re = 10000$;
3 – $Re = 50000$; 4 – $Re = 100000$.

Розрахункові криві $V_p(h_p)$ при $Re_n = \text{var}$ приведені на рис. 6. Показово, що істотний вплив h_p на швидкість ламінарної течії рідини в граничній плівці спостерігається в межах структурованого адсорбційного шару до $h_p = 100\text{-}200$ нм. Це, очевидно, пояснюється впливом твердої підкладки на реологічні властивості адсорбційного шару, в'язкість якого вище ніж в об'ємному шарі. Як видно з рис. 6 на 10-60% ця залежність згладжується по мірі зменшення числа Рейнольдса для повітряної фази Re_n .

Таким чином, виконані дослідження режимів течії води в об'ємному і граничному шарах показують, що в першому з них можуть мати місце всі три режими течії - ламінарний, хвильовий і турбулентний, а у другому - переважно ламінарний. Знайдені вирази можуть служити основою при розгляді субпроцесів аеромеханічного відриву та диспергування водної плівки під час аеромеханічного обезводнення дрібнодисперсного вугілля.

Список літератури

1. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. - Москва: Изд-во физ.-мат. литер., 1959. - 700 с.
2. Чугаев Р.Р. Гидравлика. - Л.: Энергоиздат, 1982.- 672 с.
3. Акунов В.И. Струйные мельницы. - М.: Машиностроение, 1967.- 263 с.

Надійшла до редколегії xx.xx.2000