

ДИНАМІКА РУХУ ЧАСТИНОК У ПРИСТІНКОВІЙ ОБЛАСТІ СТАЦІОНАРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКУ

В статье рассматривается математическая модель процесса транспортирования и осаждения твёрдых частиц из пылегазовой струи пылеулавливающих аппаратов. Построена расчётная схема пылеулавливания аппаратов с жалюзийным отделителем принципиально нового типа.

The mathematical model of process of portage and besieging of hard particles from the dust stream of vortical vehicles is examined in the article. The calculation chart of dustcatcher of vortical vehicles is built with the jalousie separator of principle a new type.

Постановка проблеми. Темпи зростання ефективності роботи комплектуючих апаратів схем пилоочищення помітно відстають від вимог до них з точки зору ефективності, енерго- і металоємності. Виникло протиріччя: з одного боку, значно підвищилися потенційні можливості установок для очистки повітря від пилу і вимоги до них, а з іншого – збільшилися проблеми щодо реалізації цих можливостей через ускладнення схем пилоочищення. Це протиріччя зумовило необхідність забезпечення підвищених вимог щодо ефективності роботи апаратів пилоочищення, що визначається здатністю установки для очистки повітря від пилу зберігати працездатність протягом певного часу в певних умовах експлуатації. Необхідні конструкції апаратів для очистки повітря від пилу, які б реалізували в собі теорію руйнування турбулентних вихорів, згідно з якої тверді частинки мали б можливість віділитися з пилогазового потоку і відбитися до зовнішньої стінки апарату. Основна задача на цьому етапі – звільнення частинок пилу від впливу вихорів, яке можливо тільки після його руйнування при зіткненні зі стінкою апарату. Цього також можна досягти завдяки виготовленню внутрішньої стінки патрубку виходу чистого повітря не суцільною, а у вигляді жалюзійного відокремлювача. Для вирішення цієї проблеми необхідно створити математичну модель процесу сепарації в апаратах нового типу, в яких сумарний потік газу становить потік газу навколо вихростока зі спіральними лініями току (логарифмічні спіралі) і є результатом накладання двох потоків: обертового руху в корпусі апарата (аналогічно циклонам) - плоский вихор і руху повітря, яке відсмоктується через жалюзійний відокремлювач - плоский стік, по якій можна було б зв'язати траєкторії руху окремої матеріальної частинки в апараті з його ефективністю. Дослідження руху аерозолу в криволінійному каналі дозволяють виявити механізм руйнування вихорів, що дасть можливість сконструювати принципово нові пиловловлювачі, однією з основних відмінностей яких є наявність жалюзійного відокремлювача. Вивши результати досліджень в банк даних ЕОМ, маючи тип пилу і його фізико-хімічні якості з'являється можливість вибору найефективнішої конструкції пиловловлювача для конкретних умов виробництва. Розв'язання протиріччя, що виникло, шляхом проектування схем пилоочищення на апаратах, які характеризуються високою ефективністю, малим гідравлічним опором і габаритами, становить актуальну проблему сучасності – очистку повітря від пилу.

Аналіз останніх досліджень. Є два принципово різних шляхи боротьби із забрудненнями. Перший – очищення шкідливих викидів промисловості й сільськогосподарських підприємств. Другий, найбільш радикальний й економічний, – розробка безвідхідних технологічних процесів, які максимально імітують природні замкнуті процеси. Уся сировина, що надходить у виробництво, переробляється на корисні продукти або передається на сусіднє виробництво.

Щоб мати можливість приймати які-небудь конкретні заходи щодо усунення тих або інших джерел забруднення біосфери, потрібно насамперед виявити їх і встановити зв'язок між забрудненням і його наслідками. Без цього не можна зрозуміти явища й тим більше вжити заходів до його припинення.

Значимість проблеми зумовлена: відсутністю завершеної наукової теорії процесу пилоочищення, яка б відповідала вимогам до ступеня очистки повітря від пилу; підвищенням вартості виготовлення машин і механізмів, в яких значна роль відводиться пилоочищенню; відставанням рівня ефективності апаратів пилоочищення від вимог, що ставляться до схем очистки повітря від пилу; відсутністю банку даних для автоматизованого вибору системи пилоочищення для кожного конкретного виробництва; складністю схем пиловловлення мікронних і субмікронних частинок, кількість яких, у зв'язку з удосконаленням машин і механізмів, постійно збільшується; відсутністю єдиного підходу до аналізу конструктивних особливостей пиловловлювачів.

Метою даної роботи є вивчення процесів, які протікають у відцентрово-інерційних апаратах, створення на їх основі принципово нових пиловловлювачів з підвищеною ефективністю роботи і зменшеними енерго- та металоємностями.

Виклад основного матеріалу. Проведемо аналіз динаміки частинок у пристінній області стаціонарного турбулентного потоку. При великих числах Рейнольдса в пристінній області можуть бути виділені дві зони, які кардинально відрізняються своїми характеристиками: в'язкий підшар і рівноважний логарифмічний шар. З метою виявлення ефектів розглянемо деякі модельні завдання, що ілюструють особливості поведінки частинок у в'язкому і

логарифмічній зоні. Пристінкова область, що включає в'язкий підшар. У в'язкому підшарі, що безпосередньо примикає до стінки, роль в'язких напружень виявляється переважаючою у порівнянні з турбулентними напруженнями. Тому визначальними параметрами у в'язкому підшарі є коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини ν і динамічна швидкість (швидкість тертя) i . Поза областю в'язкого підшару внесок в'язких напружень в повні напруги суцільного середовища, навпаки, незначний. У якості найпростішої апроксимації пульсаційної структури несучого потоку в пристінній області приймемо найпростішу двозонну модель (Гусев і Зайчик, 1991), що складається з в'язкого підшару з нульовою інтенсивністю пульсацій і турбулентної зони з постійною інтенсивністю пульсацій

$$\langle u'_i u'_j \rangle = A_{ij} u_*^2 H(y - \delta) \quad (1)$$

де y - відстань від стінки, A_{ij} - постійні коефіцієнти.

Товщина в'язкого підшару δ дорівнює

$$\delta = \delta_+ \frac{\nu}{u_*}, \quad \delta_+ = const. \quad (2)$$

Передбачається також, що тимчасовий масштаб турбулентності лагранжева поблизу стінки має постійне значення

$$T_L = T_+ \frac{\nu}{u_*^2}, \quad T_+ = const. \quad (3)$$

Далі приймемо, що середнє ковзання часток щодо несучого потоку є відносно невеликим, тобто можна знехтувати впливом ефекту перетину траєкторій на час взаємодії частинок. Оскільки ми також не враховуємо зворотний вплив на несучий потік і зіткнення частинок, система рівнянь в яку входять рівняння збереження маси, балансу кількості руху, для інших моментів пульсацій швидкості частинок (турбулентних напружень дисперсної фази), тензор турбулентної дифузії частинок, розщеплюється: концентрація Φ і інтенсивність поперечних пульсацій ($\langle v_y'^2 \rangle$) можуть бути знайдені незалежно від інших гідродинамічних характеристик дисперсної фази. Для гідродинамічного розвитку течії, властивості якої змінюються тільки в нормальній стінці напрямку, при відсутності осадження частинок утворюються такі рівняння для визначення Φ і ($\langle v_y'^2 \rangle$):

$$\Phi \frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} + \left(\langle v_y'^2 \rangle + g_u A_{yy} u_*^2 H(y - \delta) \right) \frac{d\Phi}{dy} = 0, \quad (4)$$

$$\tau_p^2 \frac{d}{dy} \left[\Phi \left(\langle v_y'^2 \rangle + g_u A_{yy} u_*^2 H(y - \delta) \right) \frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} \right] + 2\Phi \left(f_u A_{yy} u_*^2 H(y - \delta) - \langle v_y'^2 \rangle \right) = 0 \quad (5)$$

У відповідності з експериментальними даними маємо $A_{yy} = 1$ та перейдемо до безмежних змінних

$$\langle v_{y_+}'^2 \rangle = \frac{\langle v_y'^2 \rangle}{u_*^2}, \quad \lambda = \frac{y}{\delta} = \frac{y_+}{\delta_+}, \quad y_+ = \frac{y u_*}{\nu}, \quad \tau_* = \frac{\tau_p u_*}{\delta} = \frac{\tau_+}{\delta_+}, \quad \tau_+ = \frac{\tau_p u_*^2}{\nu}.$$

Рівняння (4) і (5) в нових змінних матимуть вигляд

$$\Phi \frac{d\langle v_{y_+}'^2 \rangle}{d\lambda} + \left(\langle v_{y_+}'^2 \rangle + g_u H(\lambda - 1) \right) \frac{d\Phi}{d\lambda} = 0, \quad (6)$$

$$\tau_*^2 \frac{d}{d\lambda} \left[\Phi \left(\langle v_{y_+}'^2 \rangle + g_u H(\lambda - 1) \right) \frac{d\langle v_{y_+}'^2 \rangle}{d\lambda} \right] + 2\Phi \left(f_u H(\lambda - 1) - \langle v_{y_+}'^2 \rangle \right) = 0. \quad (7)$$

Граничні умови для (6) і (7) при відсутності осадження частинок на стінці, матимуть вигляд

$$\tau_* \frac{d\langle v_{y_+}'^2 \rangle}{d\lambda} = 2 \frac{1 - e_y^2}{1 + e_y^2} \left(\frac{2\langle v_{y_+}'^2 \rangle}{\pi} \right)^{1/2} \quad \text{при } \lambda = 0;$$

$$\frac{d\langle v_{y_+}'^2 \rangle}{d\lambda} = 0, \quad \Phi = 1 \quad \text{при } \lambda = \infty \quad (8)$$

Нехтуючи впливом інерційності частинок на час їх взаємодії з турбулентними вихорами, надамо T L_p таким, що дорівнює лагранжевому масштабу (3), де приймемо $T = \delta$. Тоді коефіцієнти залучення дорівнюють

$$f_u = \frac{1}{1 + \tau_*}, \quad g_u = \frac{1}{\tau_* (1 + \tau_*)}.$$

Беручи до уваги (6), рівняння (7) може бути приведено до вигляду

$$\tau_*^2 \left(\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle + g_u H(\lambda - 1) \right) \frac{d^2 \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle}{d\lambda^2} + 2 \left(f_u H(\lambda - 1) - \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle \right) = 0, \quad (9)$$

що дозволяє знайти (v_{y+}^2) незалежно від Φ . Побудуємо рішення рівняння (1) в областях $0 < \lambda < 1$ і $1 < \lambda < \infty$, а потім «з'єднаємо» ці розв'язки. У зоні в'язкого підшару ($0 < \lambda < 1$) рівняння (9) зводиться до вигляду

$$\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle \left(\frac{d^2 \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle}{d\lambda^2} - \frac{2}{\tau_*^2} \right) = 0. \quad (10)$$

Рішенням (10) з урахуванням (8) буде мати вигляд

$$\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle = 0 \text{ при } 0 < \lambda < \lambda_0, \quad \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle = \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\tau_*^2} \text{ при } \lambda_0 < \lambda < 1 \quad (11)$$

або

$$\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle = \left\langle v_{y+}^2(0) \right\rangle + \frac{2(1 - e_y^2)}{\tau_* (1 + e_y^2)} \left(\frac{2 \left\langle v_{y+}^2(0) \right\rangle}{\pi} \right)^{1/2} \lambda + \frac{\lambda^2}{\tau_*^2} \text{ при } 0 < \lambda < 1. \quad (12)$$

Рішення (3) має місце при $\tau_* < \tau_{cr}$, а (12), реалізується при $\tau_* > \tau_{cr}$. Критичне значення τ_{cr} параметра інерційності τ_* є точкою біфуркації і відповідає умові $\lambda_0 = 0$. У турбулентній зоні ($1 < \lambda < \infty$) рівняння (9) запишемо як

$$\tau_*^2 \frac{d^2 \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle}{d\lambda^2} + \frac{2 \left(f_u - \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle \right)}{\left(\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle + g_u \right)} = 0 \quad (13)$$

Для побудови аналітичного рішення лінеаризуємо (13), вважаючи в знаменнику другого члена $(v_{y+}^2) = (v_{y+}^2(1))$. У результаті отримаємо наближений розв'язок

$$\left\langle v_{y+}^2 \right\rangle = \left(\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle - f_u \right) \exp \left[- \frac{2^{1/2} (\lambda - 1)}{\tau_* \left(\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle + g_u \right)^{1/2}} \right] + f_u \text{ при } 1 < \lambda < \infty. \quad (14)$$

Умови рівності рівнянь у в'язкій та турбулентній зонах матимуть даний вигляд

$$\left\langle v_{y+}^2(1-0) \right\rangle = \left\langle v_{y+}^2(1+0) \right\rangle, \quad (15)$$

$$\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle \left(\frac{d \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle}{d\lambda} \right)_{1-0} = \left(\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle + g_u \right) \left(\frac{d \left\langle v_{y+}^2 \right\rangle}{d\lambda} \right)_{1+0}.$$

З (11), (14) і (15) випливають наступні співвідношення для визначення

$(v_{y+}^2(1))$ і λ_0 при $\tau_* < \tau_{cr}$:

$$\left(f_u - \left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle \right) \left(\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle + g_u \right)^{1/2} = \left(2 \left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle^3 \right)^{1/2},$$

$$\lambda_0 = 1 - \tau_* \left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle^{1/2}. \quad (16)$$

З (12), (14) і (15) утворюються співвідношення для знаходження $v_{y+}^2(1)$

$$\left(f_u - \left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle \right) \left(\left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle + g_u \right)^{1/2} = \left\langle v_{y+}^2(1) \right\rangle \left[\frac{2^{1/2}}{\tau_*} + \frac{2(1 - e_y^2)}{\pi^{1/2} (1 + e_y^2)} \left\langle v_{y+}^2(0) \right\rangle^{1/2} \right],$$

$$\langle v_{y+}^2(0) \rangle^{1/2} = -\frac{1-e_y^2}{\tau_*(1+e_y^2)} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} + \left[\frac{2(1-e_y^2)^2}{\pi(1+e_y^2)^2 \tau_*^2} + \langle v_{y+}^2(1) \rangle - \frac{1}{\tau_*^2} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Критичний параметр інерційності визначається з співвідношення $\tau_{cr}^2 (v_{y+}^2(0)) = 1$, а також він не залежить від коефіцієнта відновлення імпульсу e_y і дорівнює 2,81.

Розподіл концентрації частинок, що задовольняє умову $\Phi(\infty) = 1$, визначається інтегралом рівняння (6) і описується виразом

$$\Phi = \begin{cases} \langle v_{y+}^2(1) \rangle \left[\tau_* \left(\langle v_{y+}^2(1) \rangle + g_u \right) \langle v_{y+}^2 \rangle \right]^{-1} & \text{при } \lambda < 1, \\ \left[\tau_* \left(\langle v_{y+}^2 \rangle + g_u \right) \right]^{-1} & \text{при } \lambda > 1. \end{cases} \quad (18)$$

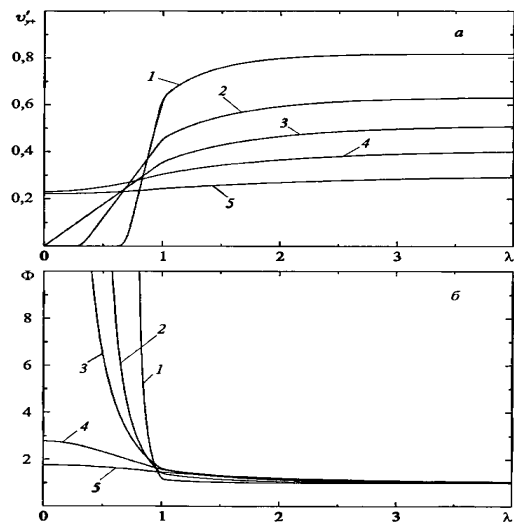


Рис. 1. Розподіл пульсацій поперечної швидкості (а) та концентрації (б) частинок у пристінній області

частинками з турбулентної області потоку. Звертає на себе увагу наявність максимуму в залежності $v_{y+}^2(0)$ від τ .

Зростання $v_{y+}^2(0)$ зі збільшенням τ пояснюється збільшенням дифузійного перенесення пульсації з турбулентної області в зону в'язкого підшару. Зниження $v_{y+}^2(0)$ з ростом τ після досягнення максимуму пов'язано зі зниженням інтенсивності пульсацій швидкості дисперсної фази, так як більш інерційні частинки гірше залучаються до турбулентного руху суцільного середовища. Концентрація частинок на стінці відноситься до нескінченності при $\tau \rightarrow \infty$ та прагне до одиниці при $\tau \rightarrow \infty$. Зі зменшенням коефіцієнта відновлення імпульсу e_y інтенсивність пульсацій падає, а ефект акумулювання частинок у в'язкому підшарі дещо зростає.

Нами проведені порівняльні дослідження запропонованого відцентрово-інерційного пиловловлювача із найбільш поширеним апаратом сухого обезпилювача циклоном ЦН-11 на експериментальному стенді НУ „Львівська політехніка”, результати яких наведені в табл. 1. В якості пилу прийнятий кварцовий пісок.

Як видно з таблиці 1 переваги запропонованої конструкції очевидні.

Аналіз інтенсивності пульсацій швидкості та концентрації частинок на стінці при різних значеннях параметра інерційності (розміру часток) дозволяє запропонувати нову конструкцію відцентрово-інерційного пиловловлювача зі зміною кута атаки жалюзі. Концентрація частинок поблизу стінки визначає кількість зіткнень і ступінь зменшення швидкості частинок в результаті зіткнень з поверхнею і між собою.

На рис. 1. показано розподіл пульсацій поперечної швидкості (v_{y+}^2) і концентрації частинок, відповідні (11), (12), (14), (16), (17) і (18) при пружному зіткненні зі стінкою ($e_y = 1$).

На даному рисунку видно, що в міру збільшення інерційності частинок інтенсивність пульсацій їх швидкості все більше відхиляється від інтенсивності пульсацій у суцільному середовищі (1) і наближається до однорідного розподілу.

Концентрація частинок поблизу стінки різко зростає, тобто спостерігається акумулювання частинок у зоні в'язкого підшару. Явище акумулювання частинок у неоднорідних турбулентних потоках пояснюється їх турбулентною міграцією (турбофорезом) з області з високою інтенсивністю турбулентних пульсацій швидкості, в зону з низьким ступенем турбулентності (зокрема, на в'язкий підшар на обтікаючій поверхні). Теоретична інтерпретація цього феномена була дана Caroploni et al. (1975) та Reeks (1983).

Рисунок 2 демонструє вплив інерційності частинок на значення інтенсивності пульсацій швидкості і концентрації частинок на стінці.

Як видно, пульсаційна енергія малоінерційних частинок на стінці дорівнює нулю, а інтенсивність пульсацій інерційних часток відмінна від нуля. Ефект ненульових пульсацій швидкості у в'язкому підшарі і на самій стінці обумовлений дифузійним механізмом перенесення пульсацій інерційними

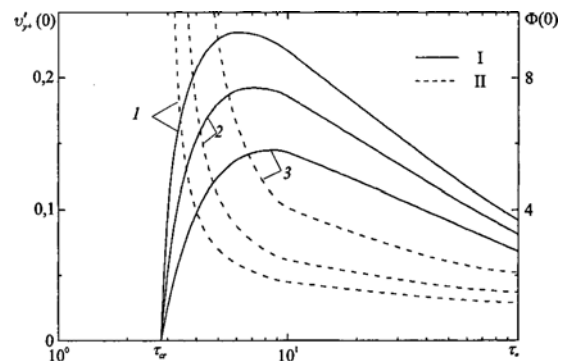


Рис. 2. Залежності інтенсивності пульсацій швидкості (I) і концентрації (II) частинок на стінці від параметра інерційності: 1 — $e_y = 0,5$; 2 — $e_y = 0,8$; 3 — $e_y = -1,0$

Таблиця 1

Порівняльні дослідження пиловловлювачів

| Витрати повітря, м ³ /г | Діаметр пилу, $\delta_{50} \cdot 10^{-6}$ м | Ефективність роботи, % | | Гідравлічний опір, Па | |
|------------------------------------|---|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | | циклон ЦН-11 | запропонований апарат | циклон ЦН-11 | Запропонований апарат |
| 1000 | 8 | 76,5 | 87,2 | 88 | 67 |
| | 32 | 83,2 | 93,9 | | |
| | 50 | 85,2 | 95,8 | | |
| 2000 | 8 | 77,4 | 89,1 | 92 | 71 |
| | 32 | 80,5 | 93,2 | | |
| | 50 | 85,7 | 97,1 | | |
| 3000 | 8 | 78,7 | 89,4 | 94 | 75 |
| | 32 | 82,1 | 94,4 | | |
| | 50 | 86,8 | 98,7 | | |

Висновки та перспективи подальших досліджень. Таким чином, проведений теоретичний аналіз і запропонована нами модель дозволяє:

1 – розкрити фізичну сутність руху повітря, що очищається, у проектованому апараті, визначити вплив діючих на частинку сил у радіальному напрямку на характер її руху;

2 – значно знизити кількість експериментальних досліджень по вивченню впливу параметрів апарата на ефективність очищення повітря й провести їх цілеспрямовано;

3 – створити принципово нові конструкції відцентрово-інерційних вихрових пиловловлювачів.

На основі проведених теоретичних досліджень нам вдалося шляхом створення цілого ряду пиловловлювачів нам вдалося досягти значного збільшення (6 – 8%) ефективності вловлення дрібнодисперсного пилу (8 і 16) 10^{-6} м у порівнянні з найбільш поширеним апаратом сухої очистки повітря від пилу – циклоном ЦН-11 при зменшенні їх гідравлічного опору і витрат металу (менші габаритні розміри).

Список літератури.

1. Батлук В.А., Батлук В.В., Мельников О.В. Один из путей решения проблем устранения промышленной опасности, создаваемой мелкодисперсной пылью // Юбилейные научные чтения «Белые ночи - 2008» / Материалы Международных научных чтений Международной академии наук экологии и безопасности жизнедеятельности, Часть 2.-Изд-во МАНЭБ, СПб, 2008-491с., с.327-332.

2. Батлук В.А., Батлук В.В., Макачук В.Г. The Problem of Highly Effective Cleaning of air from dust // Motrol motoryzacja I energetyka rolnictwa motorization and power in Agriculture 11/ 2009, Lublin, pag. 26 – 31.

3. Батлук В.А., Василів Р.М., Сукач Р.Ю. Математичне моделювання процесу очищення повітря від пилу у відцентрово-інерційних пиловловлювачах // Науковий журнал «Екологічна безпека» Випуск 3-4 2008р. с.17-20.