

НАУКОВІ ОСНОВИ СТВОРЕННЯ ВІДЦЕНТРОВО-ІНЕРЦІЙНИХ ПИЛОВЛОВЛЮВАЧІВ ІЗ ЖАЛЮЗІЙНИМ ВІДОКРЕМЛЮВАЧЕМ

Проанализирована физическая сущность явлений, которые протекают в центробежно-инерционных пылеуловителях, определён характер распределения давлений и скоростей в них. Рассмотрены силы, действующие на частицы аэрозоля, что позволяет раскрыть физическую сущность процесса движения воздушного потока в проектируемом аппарате, определить влияние действующих на частицы аэрозоля в радиальном направлении сил на характер их движения, значительно снизить количество экспериментальных исследований по изучению влияния параметров аппарата на эффективность его работы.

In clause to be resulted the physical essence of the phenomena which proceed in vortical dedusters, character distribution of pressure and speeds in them is certain, forces which act частички an aerosol that allows to open physical essence of process of movement of an air stream in the projected device are analysed, to define the influence, acting частички an aerosol in a radial direction of forces on character of their movement, considerably to lower quantity of experimental researches on studying influence of parameters of the device on efficiency of its work.

Постановка проблеми

При різних видах технологічних процесів у виробництві (наприклад, при розмеленні, стиранні, дробленні, просіюванні, сушці тощо) можливе виділення пилу, що може призвести до виникнення вибухонебезпечних пилових сумішей. Для зменшення пожежо-вибухонебезпечних якостей матеріалів необхідно, у першу чергу, довести кількість (концентрацію) пилу, що утворюється при їх обробці і переробці до певних величин, які обмежені нормами гранично-допустимих концентрацій (ГДК).

Для вирішення цієї задачі є потреба у комплексних наукових дослідженнях з визначення фізико-механічних, електричних і хімічних властивостей пилу, його концентрації і розподілу у виробничій техносфері з урахуванням метеорологічних умов навколишнього середовища. На основі цих досліджень потрібно провести теоретичне узагальнення і розробити теорію розділення гетерогенних систем в апаратах для очистки повітря від пилу, і на її основі сконструювати принципово нові типи пиловловлювачів з високою ефективністю пиловловлення, застосувавши нові принципи створення апаратів і агрегатів пилоочищення, які поєднують в одному апараті декілька рівнів очищення, заснованих на використанні відцентрових, інерційних і сил тяжіння або зміні фізичних параметрів пилу. Розміщення в корпусі апарата жалюзійного відокремлювача як другого ступеня пилоочищення дозволяє значно збільшити ефективність пиловловлення. Створення принципово нових апаратів сухого очищення повітря від пилу, які забезпечили б можливість високо-ефективного уловлювання полідисперсного пилу при зменшенні гідравлічного опору і розмірів установок, є предметом наших досліджень.

Аналіз останніх досліджень та публікацій

На сьогоднішній день ця проблема залишається невирішеною, і з кожним роком нагромаджується низка першочергових задач, однією з яких є попередження і ліквідація шкідливих викидів до атмосфери. Аналіз роботи існуючих циклонів показує, що різкого підвищення їх продуктивності і зменшення металоємності можна досягти використанням певної швидкості проходження пилогазового потоку як в корпусі апарата, так і при здійсненні всіх процесів усередині його корпусу.

Значимість проблеми зумовлена відсутністю завершеної наукової теорії процесу пилоочищення, яка має відповідати вимогам до ступеня очистки повітря від пилу.

Метою даної роботи є вивчення перебігу процесів у створених апаратах, конструювання на їх основі принципово нових пиловловлювачів з підвищеною ефективністю роботи і зменшеними енерго- та металоємностями, вдосконалення методу їх розрахунку, розроблення рекомендацій з раціонального проектування та вибору принципово нових пиловловлювачів для очищення пилогазових сумішей і доведення їх викидів до норм ГДК; прогнозування основних характеристик їх опору, фракційної та загальної ефективності.

Виклад основного матеріалу

Турбулентна двофазна течія є складною системою, поведінка якої визначається взаємодією багатьох чинників. Важливо відзначити ще одну специфіку, з якою пов'язано вивчення турбулентних гетерогенних потоків: створення теорії турбулентного руху однофазного середовища далеке від свого завершення. Проте, практичні потреби, а також внутрішня логіка розвитку науки прискорили чисельні дослідження різних питань гідромеха-

ніки та теплофізики турбулентних течій газосумішей. Разом з тим багато важливих аспектів проблеми недостатньо вивчено, в багатьох випадках експериментальні дані суперечливі, а фізичні уявлення і моделі незадовільні.

Фізична картина розвинуеного турбулентного потоку схематично виглядає як ієрархія вихорів (збурень) різного масштабу, в якій вихори даного масштабу виникають за рахунок втрати стійкості і розпаду більш великих вихорів, які передають їм свою енергію. При цьому енергія осередненого руху середовища послідовно передається збуренням все меншого масштабу, що призводить зрештою до утворення дрібніших вихорів, кінетична енергія яких за рахунок дії сил в'язкості трансформується в теплоту (так звана каскадна схема Річардсона).

Розглянемо особливості математичних моделей газодисперсних течій. При вивченні закономірностей перенесення маси, імпульсу і енергії в двофазних потоках велику роль грають методи математичного моделювання, оскільки отримання детальної інформації з експерименту пов'язано зі значними труднощами і матеріальними витратами. Побудову моделей пов'язано з пошуком компромісу між надмірною ускладненістю і невірогідністю. Модель має адекватно описувати реальні фізичні явища і водночас бути досить простою, щоб її можна було застосувати для вирішення практичних задач.

Важливими параметрами двофазної системи, що визначає можливість використання наближених моделей, є масова концентрація частинок c і число Стокса, яке дорівнює відношенню часу релаксації τ до характерного масштабу часу T потоку (час обертання турбулентного вихоря). При дуже малих значеннях числа Стокса частинки встигають реагувати на зміну параметрів середовища, що їх переносить. Тому наближено можна вважати, що у всіх точках геометричного простору швидкості і температури частинок дорівнюють швидкості і температурі газу. У цьому випадку може бути використане рівноважне наближення — двофазний потік апроксимується течією однофазного середовища з певними ефективними властивостями (густиною, газовою сталою, теплоємністю і т.д.)

Частинка пилу в газовому потоці практично завжди рухається нерівномірно, її швидкість змінюється як по величині, так по напрямку. Бассе, Буссинеск і Озеєн показали, що при нерівномірному русі стоксової частинки у середовищі, що знаходиться в стані спокою, крім сили опору середовища f_A , яка описує явища, що відбуваються у даний момент часу поблизу поверхні частинки, потрібно враховувати додатковий опір, пов'язаний з витратою енергії на приведення до руху самого середовища. Узагальнивши рівняння Бассе—Буссинеска—Озеєна на випадки середовища, що рухається із змінною швидкістю, було доповнено його доданком, що враховує вплив градієнту тиску в середовищі на рух частинки. Рівняння Чена для i -ї складової швидкості частинки V_i при відсутності масових сил має вигляд

$$m \frac{dV_i}{dt} = -3\pi\mu\delta(V_i - V_{gi}) - 0,5m_g \frac{d(V_i - V_{gi})}{dt} + m_g \left(\frac{\partial V_{gi}}{\partial t} + V_{gi} \frac{\partial V_{gi}}{\partial x_i} \right) - (1)$$

$$- 1,5\rho_g \delta^2 \sqrt{\pi} \int_0^t \frac{d}{d\theta} (V_i - V_{gi}) \frac{d\theta}{\sqrt{t-\theta}}$$

де: m — маса частинки пилу; μ — коефіцієнт динамічної в'язкості газу; δ — діаметр частинки пилу; V_{gi} — i -та складова швидкості частинки; V_{gi} — i -та складова швидкості газу; m_g — маса газу в об'ємі, еквівалентному об'єму частинки; ν — коефіцієнт кінематичної в'язкості газу; ρ_g — густина газу.

У правій частині рівняння (1) перший доданок враховує опір середовища при стаціонарному обтіканні (яке дорівнює f_A за формулою Стокса), другий — ефект приєднаної маси (уявне збільшення маси кулі на половину маси середовища, яку вона витісняє), третій — градієнт тиску, четвертий — передумову руху (сила Бассе). Означимо три останніх члени рівняння (1) через f_n, f_r, f_B , відповідно.

Детальний аналіз особливостей рівняння типу (1) довів, що при великих значеннях ρ/ρ_g , характерних для пилогазових потоків з твердими частинками, членами рівняння f_n, f_r, f_B , відношення яких до аеродинамічної сили є величиною порядку ρ/ρ_g , можна знехтувати. Водночас потрібно враховувати, що ці члени рівняння пропорційні не тільки густині газу, але f_r пропорційна і локальному прискоренню середовища, f_n і f_B пропорційні різниці локальних прискорень середовища і частинки. Через це у пилоочисних апаратах цілком можливі ситуації, коли dV_g/dt і dV/dt будуть досить великі, тому незважаючи на малість ρ_g , три останніх члени рівняння (1) можуть бути наближені до аеродинамічної сили f_A . Оцінка для турбулентної двофазної течії у каналі радіусом R проводиться за формулою:

$$f_B f_A \sim 2,5 \frac{2\delta V_g}{\rho_g} (\pi\nu R)$$

Для частинок розміром $\delta = 100 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ у повітряному потоці при $R = 0,5 \text{ м}$, $V_g = 3 \text{ м/с}$: $f_B \sim 0,3 f_A$.

У реальних потоках газосуміші в пилоочисних апаратах на рух частинок, крім аеродинамічного опору середовища, можуть впливати інші чинники, зокрема концентраційна і геометрична стисненість, обертання частинок, швидкісна і температурна нерівномірність потоку, зовнішні поля.

В обмежених умовах істотного значення набуває взаємодія частинок одна з іншою (безпосередня — при зіткненнях, а також через середовище, що їх переносить) і з стінками апарата, що обмежують потік. Зіткнення даної частинки зі стінкою або іншими частинками призводять її у обертаний рух: кутова швидкість при цьому може сягати $10^5 - 10^7 \text{ с}^{-1}$ у залежності від δ . Наявність поперечного градієнту посередньої швидкості газу також є причиною обертання частинок. При цьому їх кутова швидкість $\omega = 0,5 \frac{du}{dy}$ (передбачається, що вісь x направлена поздовж потоку). Зрозуміло, що у потоках зі значним зсувом вплив цього чинника на закручування частинок буде істотним. Обертаний рух частинок може бути викликано неспівпаданням їх центрів тяжіння з центром прикладання сили аеродинамічного опору середовища.

При кожній взаємодії зі стінкою поступальна і обертана швидкості частинки змінюються стрибкоподібно, відповідно до залежностей:

$$u^* = ((5 + 2k_r)u + \delta\omega_p(1 - k_r))/7;$$

$$v^* = vk_n$$

$$\omega^* = \omega - 5(1 - k_r)(\omega_p - 2u/\delta)/7$$
(2)

де u — поздовжня складова швидкості потоку; v — поперечна складова швидкості потоку; ω — кутова швидкість потоку; k_r, k_n — коефіцієнти відновлення нормальних і тангенціальних складових швидкості, вісь y є перпендикулярною до стінки.

Тут величини з позначкою * відповідають руху частинки після удару.

Частинка, що обертається і переміщується поступально, взаємодіючи з середовищем, захоплює до обертального руху елементи газу, що безпосередньо до неї прилягають. У результаті на тій стороні частинки, де напрями обтікання і обертання елементів газу співпадають, тиск буде нижчим у порівнянні з областю, де ці напрями протилежні. Внаслідок цього виникає поперечна сила f_M (сила Магнуса), під дією якої частинка прагнути до області знижених тисків.

Теоретично розраховано величину цієї сили для випадку поступального руху кулькоподібної частинки, що вільно обертається у потоці газу без зсуву,

$$f_M = 0,125\pi\rho_g \delta^3 [V \times \omega]$$

Для частинки розміром $\delta = 1 \cdot 10^{-6}$ м в повітряному потоці, швидкість якого 10 м/с, кутова швидкість після удару $\omega^* \approx 10^7$ с⁻¹. Відношення сили Магнуса f_M до стаціонарної сили аеродинамічного опору середовища f_A оцінюється виразом

$$f_M / f_A \approx 0,04 \delta^2 \omega^* / v = 0,03.$$

З проведеної оцінки можна зробити висновок, що в низькошвидкісних потоках газосуміші з дрібними частинками їх поперечне зміщення за рахунок ефекту Магнуса несуттєве. Для великих частинок ($\delta > 1 \cdot 10^{-6}$ м) вплив ефекту зростає. При дослідженні високошвидкісних двофазних течій, де реалізуються великі градієнти швидкості (відповідно — великі значення кутової швидкості ω), нехтування поперечним зміщенням дрібних частинок, що обертаються, стає неправомірним, особливо при русі частинок у прикордонному шарі.

При русі частинки, що вільно обертається у газі зі зсувом, також виникає поперечна сила, величина якої для випадку потоку з лінійним профілем швидкості наступна

$$f_s = K_s v^{0,5} \rho_g \delta^2 (u_g - u) (du_g / dy)^{0,5},$$

де f_s — сила Сафмена; K_s — коефіцієнт Сафмена.

У результаті чисельного інтегрування при $u_g / (v du_g / dy)^{0,5} \ll 1$ отримано значення коефіцієнта $K_s = 1,61$. Відношення сили Сафмена до сили опору середовища становить

$$f_s / f_A = 0,17 \delta (du_g / dy)^{0,5} v^{-0,5}.$$

Розрахунки показують, що при умовах, для яких вище оцінювалася сила Магнуса, $f_s / f_M < 1$. Водночас при $\omega = 0,5 du_g / dy$ відношення f_s / f_M істотно більше одиниці. Останнє свідчить про переважаючий вплив сили Сафмена у порівнянні з силою Магнуса.

При високих du_g / dy , характерних для течій у приграничних шарах, траєкторії частинок (у тому числі і дрібних) будуть значною мірою визначатися силою Сафмена.

Поперечне зміщення частинок може бути спричинено не тільки градієнтом осередненої швидкості газу, але і неоднорідністю поля, його пульсаційних швидкостей. Нерівномірність профілю призводить до направлено

зміщення частинки у бік зменшення інтенсивності пульсації, що звичайно називається турбулентною міграцією або турбофорезом.

Загальне рівняння руху одиночної частинки Лагранжа має вигляд

$$m \cdot dV/dt = f_A + f_s + f_M + f_n + f_z + f_B + f_g + f_{mf} \quad (3)$$

де: f_A — опір середовища при стаціонарному обтіканні; f_s — сила Сафмена; f_M — сила Магнуса; f_n — сила за рахунок ефекту приєднаної маси (уявне збільшення маси кулі на половину маси витісненого нею середовища); f_z — сила градієнту тиску; f_B — сила Бассе; f_g — сила тяжіння; f_{mf} — сила турбофореза.

Розглянемо пульсаційний рух, що здійснюється частинкою протягом одного періоду пульсації газу, уявивши зміну пульсаційної швидкості газу в часі моногармонічною функцією. У цьому випадку поздовжня u_g , поперечна v_g і дотична w_g , складові швидкості газу описуються виразами

$$\begin{aligned} u_g &= \bar{u}_g + U \sin \omega t, \\ v_g &= V \sin \omega t, \\ w_g &= W \sin \omega t, \end{aligned} \quad (4)$$

де: U, V, W — повдовжня, поперечна і дотична швидкості частинки; ω — лагранжева частота пульсації.

Два останніх вирази є окремими випадками першого, тому що $v = w = 0$, звідси достатньо розглянути рух частинки, який здійснюється під впливом швидкості руху середовища, що визначається лише першим виразом.

Розглядаючи рух окремо взятої частинки у молі газу, можна обмежитися тими самими силами, що і у в'язкому ламінарному середовищі. У цьому випадку рівняння (1) після поділу на $m = 3/6$ і заміні V_i на u набуває вигляду:

$$du/dt + \beta u = \beta (\bar{u}_g + \beta U \sin \omega t) \quad (5)$$

де $\beta = 18\mu/\rho\delta^2 = 1/\tau$ — фактор інерційності частинки, який називають “постійною часу”; τ — час релаксації частинок, що визначається для дрібнодисперсних частинок виразом $\rho\delta^2/18\mu$.

Через лінійність рівняння (5) його рішенням є сума двох рішень $u^{(1)}$ і $u^{(2)}$, які отримуються при зберіганні у правій частині спочатку першого доданку ($\beta \bar{u}_g$), а потім другого ($\beta U \sin \omega t$).

У першому випадку отримується рівняння руху частинки під впливом постійної сили

$$du/dt + \beta u = \beta \bar{u}_g$$

з рішенням, при початковій умові $t = 0, u = u_0$:

$$u^{(1)} = \bar{u}_g (1 - e^{-t/\tau}) + u_0 e^{-t/\tau},$$

в якому експоненціальний член, відзеркалює процес “розгону” частинки, наближається при $t \gg \tau$ до нуля, що призводить до стаціонарного рішення $u^{(1)} = \bar{u}_g$.

У другому випадку — отримується рівняння руху частинки:

$$du/dt + \beta u = \beta U \sin \omega t.$$

Рішення рівняння при початкових умовах: $t = 0, u = u_0$ має вигляд

$$u^{(2)} = \frac{U \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{\omega \tau U}{1 + \omega^2 \tau^2} e^{-t/\tau} + u_0 e^{-t/\tau}.$$

де: φ — кут зсуву фази руху частинки середовища, що визначається виразом $\varphi = \arctg \omega \tau$.

Наявність кута зсуву фази руху частинки пояснюється її інертністю, внаслідок якої вона залучається до руху середовища з тим або іншим запізненням.

Добуток $\omega \tau$, який визначає чисельне значення кута зсуву фаз коливань і міру захоплення частинки турбулентними пульсаціями газу, а тим самим її інерційність у турбулентному полі, називається індексом інерційності частинки в пульсуючому полі.

Загальним рішенням рівняння (5) при $u_0 = 0$ є

$$u = \frac{U \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{\omega \tau U}{1 + \omega^2 \tau^2} e^{-t/\tau} + \bar{u}_g (1 - e^{-t/\tau}). \quad (6)$$

Процес руху дрібних зважених частинок під дією відцентрової сили в турбулентному потоці складається з двох процесів:

а) безперервного руху частинок до стінки циклону всередині пульсаційних молей, що їх переносять;

б) хаотичного руху в напрямі, частоті і амплітуді руху частинок разом з пульсаційними полями, що їх переносять.

Перший процес — безперервний рух частинок до стінки циклону, описується у стоковському наближенні рівнянням (5), що виведено для випадку вільного руху частинок у стаціонарному ламінарному потоці. Рівняння руху стоковської частинки у криволінійному турбулентному потоці газу по радіусу R з кутовою швидкістю ω з урахуванням відцентрової сили має вигляд:

$$dv/dt + \beta v = \beta V \sin \omega t - \omega^2 R,$$

де v — швидкість руху частинки до стінки; $\beta V \sin \omega t$ — поперечна складова пульсації швидкості газу; R — радіус криволінійного турбулентного потоку газу.

При початкових умовах $t = 0, v = 0$ рішення рівняння набуває наступного вигляду

$$V = \frac{V \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} + \frac{\omega \tau V}{1 + \omega^2 \tau^2} e^{-t/\tau} - \tau \omega^2 R$$

Для знаходження середнього значення швидкості руху частинки усередняємо рішення по періоду пульсацій. Перший, періодичний член у правій частині рішення при цьому дає нуль, а другий, неперіодичний член для дрібних частинок з $\tau < T$ стрімко наближається до нуля і як нестационарна складова швидкості має бути відкинутим. У результаті для середньої швидкості руху частинок до стінки циклону V_s отримуємо вираз

$$V_s = \tau \omega^2 R.$$

Другий процес — хаотичне пересування частинок разом з пульсаційними молями, що їх переносять, є проявом турбулентної дифузії частинок, інтенсивність якої залежить як від швидкості їх руху під дією відцентрових сил, так і від маси частинок.

Оскільки ніяких глухих перегородок між пульсаційними молями немає, внаслідок руху частинок до стінки циклону підвищується концентрація частинок у напрямі до стінки, однак хаотичні рухи молей перешкоджають цьому, хоч їх періодичність і амплітуда у середньому одна й та сама. Це пояснюється тим, що в молях, які рухаються від стінки, вміст зважених частинок вище, ніж у тих, що рухаються до стінки.

У зв'язку з появою описаного ефекту зворотного дифузійного потоку частинок ефективно значення швидкості руху частинок до стінки циклону в турбулентному потоці виявляється завжди нижчим, ніж у ламінарному потоці, і може опуститися аж до нуля.

Якщо частинки дуже малі і внаслідок цього їх рух практично нічим не відрізняється від руху молей газу, що їх несе, то має місце рівність:

$$D_t = D_{tg},$$

де D_t, D_{tg} — коефіцієнти турбулентної дифузії відповідно частинок і середовища, для яких дійсні закони турбулентної дифузії суцільного середовища:

- закон розсіювання (випадкового блукання) дифундуючих частинок

$$y^2 = 2D_t t,$$

де y — відстань до стінки, t — час проведення дослідження, відповідно з яким середньоквадратичне зміщення частинки є пропорційним кореню квадратному з часу зміщення;

- феноменологічний закон дифузії (перший закон Фіка)

$$j = -D_t dc/dy$$

де j — дифузійний потік зважених частинок; c — концентрація.

Згідно з законом Фіка, дифузійний потік зважених частинок через поверхню, що розглядається, є пропорційним коефіцієнту дифузії і градієнту вагової або розрахункової концентрації суміші.

Закон конвективної дифузії частинок фіксує факт рівності кількості домішок, що вносяться до елементарного об'єму, який розглядається, рухомим потоком газу, і кількості домішок, які дифундують з нього при стаціонарному режимі.

Коефіцієнт турбулентної дифузії (D_t) визначається за формулою

$$D_t = \frac{V^2}{\omega^2 T},$$

де ω — лагранжева частота пульсацій.

Визначення нульовим ефективного значення швидкості руху частинок до стінки циклону означає рівність потоків: зворотного дифузійного і відцентрового. У цьому випадку алгебраїчна сума відцентрового і зворотного дифузійного потоку частинок дорівнює нулю:

$$cV_s + D_t dc/dy = 0,$$

звідки після інтегрування з граничним умовами $y = y_0, c = c_0$, отримуємо

$$c = c_0 + [exp(-yV_s/D_t) - exp(-y_0V_s/D_t)].$$

Якщо частинки великодисперсні, то процес їх руху під дією відцентрової сили відбувається інакше. Володіючи високою відцентровою швидкістю, великодисперсні частинки протягом руху не залишаються усередині вихідного моля газу, а лишають його і перетинають багато інших молей, що випадково зустрілися. При цьому відбувається наступне:

а) швидкість відцентрового руху частинок виявляється нижчою за значення, що отримуються за формулою (5), через порушення стоксівського лінійного закону опору частинок;

б) значення коефіцієнта турбулентної дифузії частинок виявляється нижчим за значення, що отримуються за формулою (6), через зменшення дифузійного кроку (V/ω), який викликається переходом частинки до іншого молю.

Знайдемо швидкість руху частинки у криволінійному турбулентному потоці газу радіусом R з кутовою швидкістю ω під дією відцентрової сили по аналогії з визначенням швидкості вільного осідання.

У нерухомому газі або ламінарному потоці звичайно розраховують стаціонарну швидкість вільного осідання великих частинок, виходячи з рівності $F_b = F_{on}$, в якому $F_b = \pi \delta^3 \rho g / 6$, а для F_{on} замість формули Стокса приймається загальний вираз:

$$F_{on} = \xi \rho \pi \delta^2 \cdot |V_s| \cdot V_s / 8,$$

де F_b — відцентрова сила; F_{on} — сила опору середовища; δ — коефіцієнт опору.

Коефіцієнт опору ξ , що входить до формули, є функцією числа Рейнольдса, який визначається у загальному випадку за експериментальними даними, і відображається кривою $\xi = f(Re)$. Безпосередньо визначити чисельне значення коефіцієнта опору ξ на вказаній кривій важко, оскільки саме число Рейнольдса є функцією швидкості осідання, яку ми визначаємо:

$$V_s = Re \cdot v / \delta$$

де V_s — швидкість руху частинки; Re — число Рейнольдса.

З урахуванням цього, використовують наступний прийом. Швидкість осідання в рівнянні (6) виражають через число Рейнольдса

$$V_s = Re \cdot v / d \quad (7)$$

Потім підставляють вираз у рівність $F_b = F_{on}$, після рівняння набуває вигляду

$$\zeta Re = \frac{4g}{3v^2} \left(\frac{\rho}{\rho_g} \right) \delta^3, \quad (8)$$

Значення параметра ξRe^2 як функції числа Re , що розраховане за експериментальними даними, надано у багатьох роботах. Через діаметр частинки і інші характеристики, які входять до правої частини рівняння (8), вираховують параметр ξRe^2 і за таблицею $\xi Re^2 = f(Re)$ знаходять значення числа Re , що їй відповідає, а по ньому, користуючись формулою (7), швидкість осідання частинки, яку необхідно дослідити.

Швидкість руху частинки у криволінійному турбулентному потоці газу радіуса R і з кутовою швидкістю ω під дією відцентрової сили визначається також за формулою (6). Але параметр ξRe^2 розраховується:

$$\zeta Re = \frac{4\omega^2 R}{3v^2} \left(\frac{\rho}{\rho_g} \right) \delta^3,$$

а значення числа Re знаходиться, як і у попередньому випадку.

Таким чином здійснюється керування вихором у турбулентних потоках під дією відцентрових сил і руйнуванням його біля стінки апарата. Але для цих процесів, як видно з математичних моделей руху частинок пилу, достатньо половини оберту потоку в циклоні — при цьому частинки розмірами більшими за $13 \cdot 10^{-6}$ м потрапляють до стінки апарата.

Таким чином, отримані залежності дозволяють визначити мінімальній діаметр частинок пилу, які рухатимуться до стінки апарата, відділившись з турбулентних вихорів під дією відцентрових сил.

На дрібнодисперсні частинки переважає дія турбулентних вихорів, які не дають можливості частинкам відділитися з потоку і разом з вихорями вони підходять до внутрішньої стінки. Основною задачею на цьому етапі є звільнення їх від впливу вихорів, що можливе лише при його руйнуванні. Цього можна досягти завдяки виготовленню внутрішньої стінки (вихлопного патрубку виходу чистого повітря) не суцільною, а у вигляді жалюзійного відокремлювача різних модифікацій, що дозволить інтенсифікувати процес пилоочищення за рахунок трьох ефектів:

- руйнування крупномасштабних турбулентних вихорів при їх проходженні через жалюзі відокремлювача і зменшення енергії транспортування ними пилу;
- первинного пилоосадження на поверхні жалюзі відокремлювача;
- зменшення зворотного дифузійного потоку від стінки циклону за рахунок різниці тисків біля стінки корпусу і жалюзійного відокремлювача.

Руйнування великомасштабних турбулентних вихорів дозволяє апроксимувати рух пилогазового потоку макророзмірами. Розміри жалюзі і відстані між ними визначають лінійні масштаби і інші характеристики великовихрвової турбулентності пилогазового потоку при його взаємодії з жалюзійним відокремлювачем.

Знаючи розмах поперечних переміщень вихору і товщину зони змішування, можна оцінити величину радіусу вихорів. Поперечний переріз потоку заповнено трьома його складовими частинами: товщиною вихору $2r_0$, подвійним шляхом поперечного переміщення вихору $2LV_0$ і товщею потоку, оточуючого вихор у.

Висновки та перспективи подальших досліджень

Створено теорію процесів руйнування вихорів у пилоочисних апаратах, що дає можливість на її основі розробити цілу низку конструкцій пиловловлювачів принципово нового типу, а також розраховувати розміри апарата.

та, відстань жалюзійного відокремлювача від стінки корпусу, конструкцію жалюзійного відокремлювача і основні геометричні розміри його жалюзей і отворів між ними.

На основі проведеного моделювання було створено конструкції апаратів, які умовно розділяються на 2 групи виробництв перспективного впровадження:

1) виробництва з використанням відцентрово-інерційних пиловловлювачів;

2) виробництва з підготовленою технічною документацією для впровадження.

На сьогоднішній день за створеною моделлю вже розроблено креслення і проводиться виготовлення дослідно-промислової установки для очистки повітря від пилу при виробництві цементу.

Література

1. Батлук, В.А. Акустичні пиловловлювачі. — Львів: Афіша, 2000. — 208 с.

2. Абрамович, Г.Н. Теория турбулентных струй. — Г.: Физматгиз, 1960.

3. Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Механіка суцільних середовищ. — М.: ГИТТЛ, 1954.

4. Харлоу, Ф.Х. Чисельний метод частинок у комірках для задач гідродинаміки. Обчислювальні методи в гідродинаміці. — М.: Мир, 1967.

5. Пат. 29965 Україна, МПК В 01D 45/00. Мокрий пиловловлювач із спеціальною формою жалюзі / В.А. Батлук, І.В. Проскуріна, О.В. Мельников / Заявл. 08.05.2007, Опубл. 11.02.2008, Бюл. № 3. — 4 с.

6. Пат. 50126 Україна, МПК В 01D 45/00. Пиловловлювач із попередньою очисткою / В.А. Батлук, Н.М. Параняк. / Заявл. 07.12.2009, Опубл. 25.05.2010, Бюл. № 10. — 8 с.

7. Пат. 50128 Україна, МПК В 01D 45/00. Пиловловлювач із теплообмінником і змійовиком / В.А. Батлук, Н.М. Параняк / Заявл. 07.12.2009, Опубл. 25.05.2010, Бюл. № 10. — 8 с.

8. Пат. 20786 Україна, МПК В 01D 45/00. Циклон із горизонтальним відокремлювачем / В.А. Батлук, В.К.

Батлук, Н.М. Параняк / Заявл. 31.07.2006, Опубл. 15.02.2007, Бюл. № 2. — 6 с.

9. Олянишен, Т.В. Модель факторів несприятливого впливу на оточуюче середовище / Т. В. Олянишен, В.М. Сторожук, І.В. Піх, О.В. Мельников // Технол. і техніка друкарства. — 2011. — Вип. 3 (33). — С. 82—88.

REFERENCES

1. Batluk V. A. *Akustichni pilovlovljuvachi* [Acoustic dedusters]. (Monograph). L'viv: Afisha, 2000. — 208 p.

2. Abramovich G.N. *Teorija turbulentnyh struj*. [Theory turbulentnyh current] G.: Fyzmathyz, 1960.

3. Landau LD, Lifshitz E.M *Mehanika susil'nih seredoviw*. [Continuum Mechanics] Moscow: HYTTL, 1954.

4. Harlow F.H. *Chisel'nij metod chastinok v komirkah dlja zadach gidrodinamiki*. (Obchisljuval'ni metodi v gidrodinamici). [Numerical method of particles in cells for the problems of hydrodynamics] Moscow: Mir, 1967.

5. Batluk V.A., Proskurina I.V., Mel'nikov O.V. *Mokrij pilovlovljuvach iz special'noju formoju zhaljuzi* [Wet dust collector with a special form of blinds] Patent Ukrainy no 29965 Ukraïna, 11.02.2008.

6. Batluk V.A., Paranjak N.M. *Pilovlovljuvach iz poperedn'uju ochistkoju* [Dust collector with the previous cleaning]. Patent Ukrainy no 50126 25.05.2010

7. Batluk V.A., Paranjak N. M. *Pilovlovljuvach iz teploobminnikom i zmijovikom* [Dust collector with a heat exchanger and coils]. Patent Ukrainy no 50128, 25.05.2010.

8. Batluk V.A., Paranjak N. M. *Ciklon iz gorizonta'nim vidokremljuvachem* [Cyclone separator with horizontal]. Patent Ukrainy no 20786, 15.02.2007.

9. Oljanishen T.V., Storozhuk V.M., Pih I.V., Mel'nikov O.V. *Model' faktoriv nesprijatlivogo vplivu na otchujuche seredoviwe* [Model factors adverse environmental impact] (Tehnoł. i tehnika drukarstva Vipusk. 3 (33)). 2011. p.82–88.

Надійшла 28.05.2013 року