УДК 621.926.5

О.Ю. ЧУДНИЙ, пошукач, ***А.М. ІВАНОВ***, докт. техн. наук, ХДТУБА

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ПНЕВМОПОДАЧИ КРУПКИ НА ЗАДАНІ ДІЛЯНКИ ТРУБНИХ МЛИНІВ

Вперше наведено аналітичні залежності для визначення швидкості вильоту турбулентного струменя двуфазного потоку крупки для пневмоподачи її на задані ділянки трубного млина в умовах змінних характеристик середовища розповсюдження струменя.

Analytical relations for definition of speed of departure of a turbulent jet of a diphasic flow of grit for pneumosupply it on given sites of a tube mill in conditions of the variable characteristics of medium of distribution of a jet for the first time are obtained.

Відомо, що замкнений цикл роботи трубного млина більш ефективний ніж відкритий. Так в США 100 % трубних млинів (ТМ) працюють у замкненому циклі. Раніше була доведена доцільність пневмоподачи крупки після сепаратора на ту ділянку першої камери ТМ, де згідно діаграми помелу перебуває максимальна кількість матеріалу, що подрібнюється, того ж розміру, що й крупка. Але для цього необхідно виконати ряд вимог по взаємному розташуванню парабол траєкторії падаючого завантаження й параболи польоту крупки [1]. Політ крупки відбувається в дуже обмеженому вільному просторі між параболою падіння завантаження й корпусом млина. Струмінь крупки являє собою полідисперсний турбулентний двофазний потік, занурений у середовище запиленого аспіраційного повітря, що рухається з сталою швидкістю в інтервалі 0,7 – 0,9 м/с, густість і в'язкість якого змінюються уздовж першої камери ТМ.

Завдання полягає у встановленні аналітичної залежності, що дозволяє визначити швидкість вильоту крупки для досягнення заданої ділянки млина, з обліком усіх вищенаведених складних умов польоту крупки.

Спочатку розглянемо задачу випадання частинки матеріалу, що рухається в середовищі без опору. Нехай частинка вилітає з початковою швидкістю v_0 під кутом ¨ до вісі млина. Тоді, позначивши висоту підйому частинки по вертикалі через $h_\uparrow$ і час цього підйому – через $t_\uparrow$, будемо мати такі співвідношення:

$$v_0 \sin \alpha = g t_{\uparrow}; \; h_{\uparrow} = \frac{g t_{\uparrow}^2}{2} \tag{1}$$

з яких маємо $h_{\uparrow}$ дорівнює:

$$h_{\uparrow} = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{g}. \tag{2}$$

Висота, з якої частинка рухається вертикально вниз за час $t_{\downarrow}$, обчислюється за формулами:

$$h_{\downarrow} = h_0 + h_{\uparrow}; \qquad h_{\downarrow} = \frac{g t_{\downarrow}^2}{2} \;\; t_{\uparrow} + t_{\downarrow} = \frac{v_0 \sin \alpha}{g} + \sqrt{\frac{2 h_{\downarrow}}{g}}. \tag{3}$$

Із цих формул, для $t_{\downarrow}$ й $t_{\uparrow} + t_{\downarrow}$ відповідно знаходимо:

$$t_{\downarrow} = \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \qquad t_{\downarrow} + t_{\uparrow} = \frac{v_0 \sin \alpha}{g} + \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

де h_0 – висота точки вильоту частки.

Поздовжня довжина польоту крупки l обчислюється так:

$$l = v_0 \cos \alpha \left(t_{\uparrow} + t_{\downarrow} \right) = \frac{v_0^2 \sin \alpha \cdot \cos \alpha}{g} + v_0 \cos \alpha \cdot \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \tag{5}$$

Найбільша висота підйому h дорівнює:

$$h = h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{g}. \tag{6}$$

Розглянемо таке ж завдання, але з урахуванням сил опору. Окремо розглядаємо рух частки вгору до найвищої точки й вниз до футерівки.

Для руху вгору рівняння має такий вид:

$$\dot{v}_{\uparrow} = -a v_{\uparrow} - g \;, \tag{7}$$

а для руху вниз відповідно:

$$\dot{v}_{\downarrow} = -\alpha v_{\downarrow} + g\,, \tag{8}$$

де α – показник експоненти руху струменя крупки, а $v\uparrow, v\downarrow, \dot{v}\uparrow, \dot{v}\downarrow$ – швидкості та відповідні прискорення вгору та вниз.

Для рівняння (7) з початковою умовою $v_{\uparrow}(t=0) = v_0 \sin \ddot{}$ рішення записується в такому вигляді:

$$v_{\uparrow} = \left(\frac{g}{\alpha} + v_0 \sin \ddot{} \right) \cdot e^{-\alpha t} - \frac{g}{\alpha}\,. \tag{9}$$

Вгорі $v_{\uparrow}(h_0 + h_{\uparrow}) = 0$, а $v_{\uparrow}(t_{\uparrow}) = 0$. Тому:

$$t_{\uparrow} = \frac{1}{\alpha} \ln\left(1 + \frac{\alpha v_0 \sin \ddot{}}{g} \right). \tag{10}$$

Шлях $h_{\uparrow}$, пройдений часткою за час $t_{\uparrow}$, дорівнює:

$$h_{\uparrow} = \int_0^{t_{\uparrow}} dt \cdot v_{\uparrow}(t) = \frac{v_0 \sin \ddot{}}{\alpha} - \frac{g}{\alpha^2} \ln\left(1 + \frac{\alpha v_0 \sin \ddot{}}{g} \right). \tag{11}$$

Ці формули для $t_{\uparrow}$ й $h_{\uparrow}$ задовольняють принципу граничної відповідності, тобто якщо $\alpha \to 0$, то $t_{\uparrow}$ й $h_{\uparrow}$ по формулах (10) і (11) переходять у формули для $t_{\uparrow}$ й $h_{\uparrow}$ по формулах (2) і (3).

Тепер вирішимо задачу про рух крупки по горизонталі. Швидкість $v_{\downarrow}$, що задовольняє рівнянню (8) з початковою умовою $v_{\downarrow}(h_0 + h_{\uparrow}) = v_{\downarrow}(t=0) = 0$ має такий вигляд:

$$v_{\downarrow} = -\frac{g}{\alpha} e^{-\alpha t} + \frac{g}{\alpha} \tag{12}$$

Щоб знайти час руху вниз $t_{\downarrow}$, потрібно скласти таке рівняння:

$$\int_0^{t_\downarrow} dt \cdot v_\downarrow(t) = h_0 + h_\uparrow \,, \tag{13}$$

яке з урахуванням (11) має такий вид:

$$\frac{g}{\alpha^2} e^{-\alpha t_\downarrow} + \frac{g}{\alpha} t_\downarrow - \frac{g}{\alpha^2} = h_0 + \frac{v_0 \sin\varphi}{\alpha} - \frac{g}{\alpha} \ln\left(1 + \frac{\alpha v_0 \sin\varphi}{g}\right). \tag{14}$$

Тепер звернемося до поздовжнього руху частинки. Частинка крупки попадає в аспіраційний потік з початковою поздовжньою швидкістю $v(t=0) = v_0 \cos\varphi$, а потім змінює під впливом опору середовища свою швидкість до величини v_a, де v_a – середня швидкість аспіраційного потоку. Рівняння руху частинки крупки в поздовжньому напрямку має такий вигляд:

$$\dot{v} = -\alpha(v - v_a), \; v(t=0) = v_0 \cos\varphi \tag{15}$$

Його рішення таке:

$$v(t) = v_a + (v_0 \cos\varphi - v_a) e^{-\alpha t} \,. \tag{16}$$

Поздовжній шлях l частинки визначається з інтегральної умови:

$$l = \int_0^{t_\uparrow + t_\downarrow} dt \cdot v(t) = v_a (t_\uparrow + t_\downarrow) + \frac{1}{\alpha}(v_0 \cos\varphi - v_a) \cdot \left(1 - e^{-\alpha(t_\uparrow + t_\downarrow)}\right). \tag{17}$$

Перевіримо виконання принципу граничної відповідності для рівняння (14) при $\alpha \to 0$ будемо мати такі тейлеровскі розкладання:

$$\frac{g}{\alpha^2}\left[1 - \alpha t_\downarrow + \frac{\alpha^2 t_\downarrow^2}{2}\right] + \frac{g}{\alpha} t_\downarrow - \frac{g}{\alpha^2} = h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2\varphi}{2g} \,,$$

тобто:

$$\frac{g t_\downarrow^2}{2} = h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2\varphi}{g} \,,$$

звідки:

$$t_{\downarrow} = \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \theta}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}} . \qquad (18)$$

Як бачимо принцип виконується. Для рівняння (17) цей принцип теж виконується, оскільки він виконується для $t_{\uparrow}$ й $t_{\downarrow}$.

Результати розрахунків для визначення режиму руху частинок крупки вниз показують, що він є інерційним, а не стоксовим.

Розглянемо зв’’язок між величинами l, v_0, θ . Ці величини зв’язані між собою такою системою нелінійних рівнянь:

$$t_{\uparrow} = \frac{1}{\alpha} \ln \left(1 + \frac{\alpha v_0 \sin \theta}{g} \right); \; l = v_a \left(t_{\uparrow} + t_{\downarrow} \right) + \frac{1}{\alpha} \left(v_0 \cos \theta - v_a \right) \left[1 - e^{-\alpha \left(t_{\uparrow} + t_{\downarrow} \right)} \right];$$

$$h_{\uparrow} = \frac{v_0 \sin \theta}{\alpha} - \frac{g}{\alpha^2} \ln \left(1 + \frac{\alpha v_0 \sin \theta}{g} \right); \; \frac{g}{\alpha^2} \left(e^{-\alpha t_{\downarrow}} - 1 \right) + \frac{g}{\alpha} t_{\downarrow} = h_0 + h_{\uparrow} . \qquad (19)$$

Ця система рівнянь має трансцендентну нелінійність як по своєму виду, так і по виду α , яке для 1,3 і 4 рівнянь має вигляд:

$$\alpha = \frac{27}{2} \frac{\rho_в}{\rho_m} \frac{\nu_в^{0,6}}{d_S^{1,6}} \left(\frac{g}{\alpha} \right)^{0,4} , \qquad (20)$$

а для 2 рівняння:

$$\alpha = \frac{27}{2} \frac{\rho_в}{\rho_m} \frac{\nu_в^{0,6}}{d_S^{1,6}} \left(\frac{v_0 \cos \theta + v_a}{2} \right)^{0,4} \qquad (21)$$

де $\rho_в$ і ρ_m – густність відповідно аспіраційного повітря і частинок крупки, d_S – середній розмір частинок крупки, $\nu_в$ – кінематична в’язкість аспіраційного повітря

Для одержання рішення розглянемо цю систему рівнянь у двох граничних випадках: $\alpha \to 0$ і $\alpha \to \infty$.

Перше можливо коли $\nu_в \to 0$ або коли $d_S \to \infty$.

Друге можливо при $\nu_в \to \infty$ або $d_S \to 0$. Для випадку $\alpha \to 0$ маємо рух без опору середовища. У цьому випадку l визначається формулою (5). Потім звернемося до випадку $\alpha \to \infty$. Точніше до умови $\alpha t_{\downarrow} \to \infty$. Розглянемо 4-е рівняння системи (19), яке у цьому випадку приймає вид:

$$-\frac{g}{\alpha^2} + \frac{g}{\alpha} t_{\downarrow} = h_0 + \frac{v_0 \sin\theta}{\alpha} - \frac{g}{\alpha^2} \ln \frac{\alpha v_0 \sin\theta}{g} \qquad (22)$$

Зневажаючи складовими нульового й першого ступеня малості по $\frac{1}{\alpha}$, одержуємо таку залежність:

$$t_{\downarrow} = \frac{\alpha h_0}{g}. \qquad (23)$$

Якщо це значення підставити в рівняння 2 з (19), то одержимо наступне рівняння:

$$l = \frac{v_a \alpha h_0}{g}. \qquad (24)$$

Видно, що l при $\alpha \to \infty$ необмежено росте. Отже: якщо $\alpha \to 0$, то l визначається формулою (5), а якщо $\alpha \to \infty$, то формулою (24). Більш точно: $\alpha t_{\downarrow} \to 0$ і $\alpha t_{\downarrow} \to \infty$. Але з першого рівняння (4) витікає, що якщо $\alpha t_{\downarrow} \to 0$, то:

$$\alpha t_{\downarrow} = \alpha \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2\theta}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \to 0; \qquad \alpha \left(\frac{h_0}{g} \right)^{\frac{1}{2}} << 1; \quad \alpha << \left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (25)$$

Умова $\alpha t_{\downarrow} \to \infty$ означає, що на підставі (23) справедлива така умова:

$$\alpha t_{\downarrow} = \alpha^2 \frac{h_0}{g} \to \infty \to \alpha^2 \frac{h_0}{g} >> 1 \to \alpha >> \left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (26)$$

Тому, на підставі (25) і (26), (24) та (4) можна побудувати залежність, що має граничні властивості, по параметру $\left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ наступного виду:

$$l = \left(\frac{v_a h_0}{g} \text{а}_{прод} \right) \frac{\text{а}_в}{\text{а}_в + \left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}}} + \left\{ \frac{v_0^2 \sin \text{¨} \cos \text{¨}}{g} + v_0 \cos \text{¨} \left[\frac{2}{g} \left(h_0 + \frac{v_0^2 \sin^2 \text{¨}}{2g} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \times$$

$$\times \frac{\left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}}}{\text{а}_в + \left(\frac{g}{h_0} \right)^{\frac{1}{2}}}, \qquad (27)$$

в якому введене розходження між параметром а для вертикального руху ($\text{а}_в$) і параметром а для поздовжнього переміщення ($\text{а}_{прод}$). Ці параметри обчислюються відповідно як:

$$\text{а}_в = \left(\frac{27}{2} \frac{\text{°}_в}{\text{°}_m} \frac{v_в^{0,6}}{d_S^{1,6}} g^{0,4} \right)^{0,7}. \qquad (28)$$

$$\text{а}_{прод} = \frac{27}{2} \frac{\text{°}_в}{\text{°}_m} \frac{v_в^{0,6}}{d_S^{1,6}} \left(\frac{v_0 \cos \text{¨} + v_a}{2} \right)^{0,4}. \qquad (29)$$

Рівняння (27) вирішується чисельним методом, надаючи різні значення параметрів, які лежать кожний у своєму інтервалі: швидкість аспіраційного потоку v_a = 0,7 – 0,9 м/с; начальна швидкість струменя крупки v_0= 0 – 20 м/с; кут вильоту крупки – ¨ = 10 – 30 °; середній розмір частинок крупки d_S = 0,3 – 1 мм; висота вильоту струменя крупки h_0= 1 – 2 м; густість аспіраційного повітря $\text{°}_в$ = 1,3 кг/м^3 та крупки °_m = 1500 кг/м^3; кінематична в'язкість аспіраційного повітря $\text{¬}_в$= 1,5 10^{-5} м^2/с.

Результати рішення рівняння (30) наведені на рис. 1 та рис. 2 при наступних загальних параметрах: v_a = 0,9 м/с; ¨ = 25^q та інших вищенаведених параметрах.

Як видно з рис. 1 вплив h_0 на довжину польоту крупки відчувається тільки після v_0 > 15 м/с, тобто для основних типорозмірів ТМ вплив параметру h_0 є практично однаковим.

Вплив діаметру крупки є більш суттєвим (рис. 2). Збільшення довжини польоту крупки відбувається з ростом розміру часток крупки.

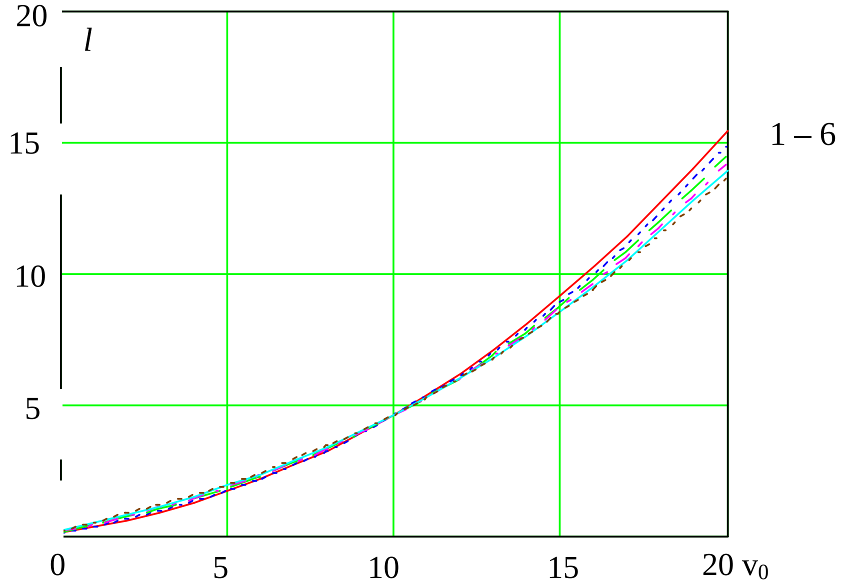

Рис. 1. Залежність довжини l від швидкості v_0:

(1 – 6) – h_0 = 1 ÷ 2 м з інтервалом 0,2 м при d_S = 0,5 мм.

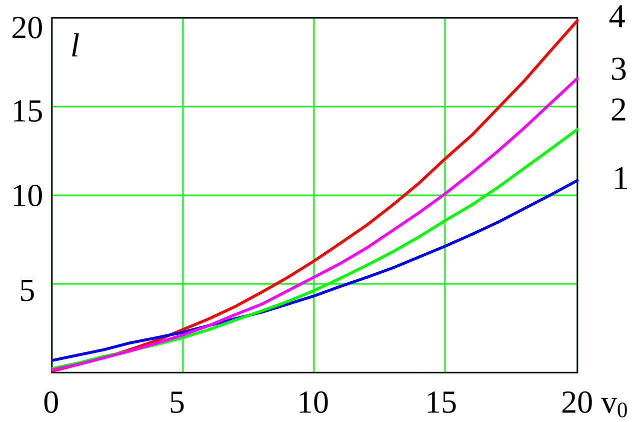

Рис. 2. Залежність довжини l від швидкості v_0:

1 – d_S = 0,3 мм; 2 – d_S = 0,5 мм; 3 – d_S = 0,7 мм; 4 – d_S = 1 мм

при h_0 = 2 м.

Висновки. Вперше запропонована математична модель руху двофазного турбулентного струменя в умовах змінних характеристик середовища розповсюдження струменя, що дає можливість визначити швидкість польоту крупки з сопла пневмофорсунки для подачи крупки після сепаратора на задані ділянки першої камери ТМ замкненого циклу.

Список літератури: **1.** *Іванов А.М., Чудний О. Ю., Покров В.В.* Дослідження кінематики куль у трубних млинах замкненого циклу» // Вісник НТУ „ХПІ”. – Харків: НТУ „ХПІ”, 2007. – Вип. 9. – С. 80 – 86.

Надійшла до редколегії 12.10.07

УДК 679.867: 697.133

А.О. АТИНЯН, аспирант, ***Е.В. КОНДРАЩЕНКО***, докт. техн. наук,
Харьковская национальная академия городского хозяйства

ВЕРМИКУЛИТОВАЯ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИЯ И ОГНЕЗАЩИТА ПРИ РЕКОНСТРУКЦИИ ЗДАНИЙ И СООРУЖЕНИЙ

В цій статті розглядаеться питання застосування вермікулиту та вермікулитовмістних засипок та наповнювачів для використання в якості пасивного захисту пожарогасіння та зрівняння різних типів засипок та їх властивостей.

In paper bring looking question about consum vermikylate and vermikylate contents strew and crowd for consum in quality pasive defense fire stewing and comparison different types strew and attribute.

Одной из острых и актуальных проблем современного строительства и реконструкции являются вопросы теплоизоляции и огнезащиты как промышленных, так и гражданских объектов. В настоящее время большинство утеплителей, ограждающих конструкций и оплеток кабелей выполняется из сгораемых или трудносгораемых материалов, что создает повышенную пожароопасность.

Наиболее распространенной причиной пожаров является возгорание электрических кабелей, в основном имеющих горючую наружную оболочку из органических материалов, по которой пламя может достаточно быстро распространятся из одного помещения в другое. Даже на многих объектах повышенной безопасности, к которым относятся атомные электростанции, использовался сгораемый пенополистерольный утеплитель. После трагедии на Чернобыльской АЭС приказом Минатомэнерго СССР (№ 6 от 16.02.1988 г.)