

УДК 532.529

## ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВИСХІДНОГО ПОВІТРЯНОГО ПОТОКУ З ЧАСТИНКАМИ БІОПАЛИВА

Басок Б. І., член-кореспондент НАН України, Давиденко Б. В., д.т.н., Новіков В. Г., к.т.н., Гончарук С.М., к.т.н.

*Інститут технічної теплофізики НАН України, вул. Желябова, 2а, м. Київ, 03680, Україна*

В роботі наведено результати чисельного моделювання висхідної течії повітря з твердими частинками біопалива в каналі зі змінним перерізом. Визначено особливості руху частинок та їх динамічні характеристики в залежності від швидкості повітряного потоку на вході в канал.

В работе представлены результаты численного моделирования восходящего течения воздуха с твердыми частицами биотоплива в канале с переменным сечением. Определены особенности движения частиц и их динамические характеристики в зависимости от скорости воздушного потока на входе в канал.

The paper presents the results of numerical modeling of the ascending air flow with solid biofuel particles in a channel with a variable cross-section. Features of particle motion and their dynamic characteristics depending on the speed of air flow at the entrance to the channel are determined.

Бібл. 3, рис. 5.

**Ключові слова:** солом'яні пелети, висхідні потоки, киплячий шар, чисельне моделювання.

### Вступ

В Україні існує важлива проблема щодо зниження обсягів споживання природного газу і можливості використання для потреб комунальної енергетики альтернативних місцевих видів палива. Одним з таких палив можна вважати солом'яні зернових культур. Вона є природним джерелом енергії, яка по елементарному складу і теплоті згоряння не суттєво відрізняється від деревини. Солому, що використовують як біопаливо, зазвичай гранулюють, і у формі циліндричних пелетів спалюють в котлах. Така гранульована форма біопалива спрощує як умови його зберігання, так і транспортування до кінцевого споживача.

Споживання паливних пелет в усьому світі зростає швидкими темпами, що пов'язано з довгостроковою тенденцією зростання цін на вуглеводневе паливо. Однак при спалюванні солом'яних пелет виникає проблема, що пов'язана з низькою температурою плавлення отриманої золи і, внаслідок цього, закупорки подових колосникових решіток традиційних котлів. Тому такі властивості соломи унеможливають застосування для цих цілей звичайних пелетних котлів. Для спалювання пелет більш придатними є топки з киплячим шаром, який формується самими пелетами і твердими продуктами їх горіння.

Важливою проблемою, яку необхідно вирішувати при проектуванні таких котлів, є аеродинаміка висхідних повітряних потоків, що містять тверді включення. Більшість відомих математичних моделей, що здебільшого застосовуються для розрахунку аеродинаміки киплячого шару, придатні для випадків твердих частинок дуже малих розмірів, таких, наприклад, як вугільний пил. Їх використання для випадків дисперсних частинок такого розміру, як агропелети, може привести до невірних розрахункових результатів. Отже важлива проблема, яку необхідно вирішити при розробці обладнання для спалювання солом'яних

пелетів, полягає у створенні відповідної розрахункової методики для визначення характерних особливостей динаміки висхідного повітряного потоку з твердими включеннями. В подальшому вона може використовуватися для розрахунків тепломасообміну в повітряному потоці з твердими частинками в процесах їх спалювання.

### Постановка задачі чисельних досліджень

Для чисельного моделювання висхідного повітряного потоку з твердими включеннями (пелетами рослинного походження) застосовується ейлерово-лагранжевий підхід до опису зазначеної двофазної течії. Цей підхід полягає в тому, що рух неперервної фази (повітря) описується в координатах Ейлера системою рівнянь Рейнольдса з додатковими складовими, що враховують міжфазну взаємодію між повітряним потоком та твердими частинками, а рух частинок дисперсної складової моделюється в координатах Лагранжа рівняннями динаміки для кожної окремої частинки [1]. Рівняння динаміки для частинок складаються з урахуванням локальних характеристик течії несучого газового потоку в тих точках, де на даний момент часу перебувають частинки. За результатами розрахунків визначаються поля швидкостей і тиску несучого потоку, а також швидкості і траєкторії окремих дисперсних частинок.

Рівняння руху для окремих частинок складається з урахуванням того, що на дисперсну частинку діють: сила тяжіння, сили тиску та сили аеродинамічного тертя з боку газового середовища. У випадку двохвимірної течії рівняння руху дисперсної частинки в проєкціях на осі координат матимуть вигляд

$$B_d \rho_1 \frac{dw_{d,x}}{dt} = -0,5 C_d \rho_0 A_{d,x} |\vec{W}_d - \vec{U}| (w_{d,x} - u_x) - B_d \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$B_d \rho_1 \frac{dw_{d,y}}{dt} = -0,5 C_d \rho_0 A_{d,y} |\vec{W}_d - \vec{U}| (w_{d,y} - u_y) - B_d \frac{\partial p}{\partial y} - B_d \rho_1 g_y,$$

де  $x$  – горизонтальна координата;  $y$  – вертикальна координата, спрямована угору;  $w_{dx}$ ;  $w_{dy}$  – складові вектора швидкості  $\vec{W}_d$  дисперсної частинки;  $u_x$ ;  $u_y$  – складові вектора швидкості  $\vec{U}$  повітряного потоку;  $A_{dx}$ ;  $A_{dy}$  – площі проєкцій частинки на площини, що перпендикулярні до осей координат;  $B_d$  – об'єм частинки;  $p$  – тиск;  $g_y$  – прискорення сили тяжіння;  $C_d$  – коефіцієнт аеродинамічного опору частинки, який залежить від її форми та від значення числа Рейнольдса, що розраховується за величиною модуля відносної швидкості  $|\vec{W}_d - \vec{U}|$ ;  $\tau$  – час;  $\rho_1$  – густина матеріалу частинки;  $\rho_0$  – густина повітря.

Задача динаміки повітряної течії з дисперсними частинками розглядається в наближеній двохвимірній постановці в прямокутній системі координат. Вважається, що циліндричні частинки розташовуються так, щоб їх вісі були перпендикулярними до площини руху газового середовища. Обертальний рух частинок не розглядається. Розподіли швидкостей  $u_x$ ;  $u_y$  та тиску  $p$  визначаються з розв'язання системи рівнянь турбулентного переносу імпульсу повітряним потоком, які доповнюються рівняннями  $k$ - $\epsilon$  моделі турбулентності. Для чисельного розв'язання цієї системи застосовується метод контрольного об'єму [2]. Система різницевої рівнянь розв'язується з використанням методу матричної прогонки [3].

#### Аналіз результатів чисельного дослідження

З застосуванням описаного підходу були проведені розрахунки повітряної течії з твердими включеннями. Чисельне моделювання проводиться в двохвимірній постановці. Досліджується висхідна течія в каналі зі змінним поперечним перерізом. Загальна висота каналу  $H=0,5$  м, ширина вхідного перетину  $0,135$  м, а вихідного –  $0,255$  м. Повітря подається знизу. В початковий момент часу частинки розташовуються в чотири ряди в коридорному порядку на перфорований решітці, що знаходиться на  $15$  мм вище вхідного перетину каналу. Діаметр перфорації менший за діаметр частинок. Біля вихідного перетину також міститься перфорована решітка, яка не дає можливості дисперсним частинкам покинути межі каналу. Вважається, що частинки, які стикаються з поверхнями стінок каналу або з перфорованими решітками, абсолютно пружно відбиваються від цих поверхонь. Тобто така частинка змінює свою швидкість на протилежну за знаком відповідно до моделі абсолютно пружного удару. Вважається також, що частинки, які стикаються між собою, обмінюються імпульсами також у відповідності до моделі абсолютно пружного удару. Гідродинамічний опір решіток не враховується. Розміри частинок відповідають розмірам солом'яних пелет циліндричної форми і мають діаметр  $d_p = 0,005$  м. Густина матеріалу частинок  $\rho = 1100$  кг/м<sup>3</sup>. Густина та молекулярна в'язкість повітряного середовища відповідають температурі  $20$  °С.

За умов задачі в нижньому перерізі каналу ( $y=0$ ) задається рівномірний профіль вертикальної швидкості  $u_{y,0}$ . У вихідному перетині  $y=H$  вважається рівним нулю надлишковий тиск. Надлишковий тиск визначається як  $\Delta p = p - p|_{y=H}$ . Чисельне моделювання виконується на

рівномірній різницевої сітці з кроками  $\Delta x = \Delta y = 0,005$  м, що дорівнюють діаметру частинок  $d_p$ .

Результати чисельного моделювання динаміки повітряного потоку з дисперсними включеннями для різних моментів часу при швидкості повітря на вході в канал  $u_{y,0} = 5$  м/с наведено на рис. 1. Як видно з рис. 1, в момент часу  $\tau = 0,1$  с частинки тільки починають рухатися. Швидкість повітря відносно частинок – максимальна, внаслідок чого максимальною є також сила аеродинамічного тертя, що спонукає частинки до руху. Максимальними є також перепади тиску, що діють на частинки. Розподіли надлишкового тиску в каналі в різні моменти часу наведені на рис. 2. Для порівняння на цьому рисунку наведено також розподіл тиску в каналі за умов відсутності частинок. Як видно з рисунку, розподіли тиску по осі каналу при наявності дисперсних частинок суттєво відрізняються від розподілу тиску у випадку відсутності частинок (крива 1 рис. 2). За відсутністю дисперсних частинок течія в каналі, що досліджується, відповідає характеристикам течії повітря в дифузорі. Тиск в потоці переважно зростає від негативних значень на вході в канал до нуля у вихідному перетині. У випадку наявності дисперсних частинок перепад тиску на вході в канал – позитивний. Його значення на вході в канал складають  $\Delta p = p - p_{y=H} = +100 \dots +175$  Па. На ділянці, де концентрація частинок максимальна, перепад тиску різко зменшується внаслідок аеродинамічного опору з боку частинок, який діє на повітряний потік, і досягає від'ємних значень. Далі перепад тиску в напрямку течії збільшується, як і у випадку відсутності частинок. Суттєво видозмінюється також розподіл швидкості повітряного потоку у вихідному перетині каналу.

Високі значення швидкості потоку по відношенню до швидкості частинок, а також високі перепади тиску, сприяють прискоренню частинок. На інтервалі часу  $\tau = 0,1 \dots 0,15$  с вертикальні прискорення периферійних (що знаходяться біля стінки) частинок верхнього ряду досягають максимальних значень  $a_y = 15$  м/с<sup>2</sup>. Прискорення частинок верхнього (четвертого) ряду, що розташовуються ближче до осі каналу, на цьому інтервалі часу досягають значень  $a_y = 20 \dots 25$  м/с<sup>2</sup>. Швидкості частинок на зазначених часових інтервалах також зростають. Швидкості периферійних частинок верхнього (четвертого) ряду досягають значень  $v_y = 0,75$  м/с (крива 4 рис. 3), а частинки, що розташовані ближче до осі каналу, досягають швидкості  $v_y = 1,25$  м/с (крива 4 рис. 4). З рис. 3 та 4 також видно, що швидкості частинок в певні моменти часу різко змінюються. Це є наслідком їх зіткнення між собою, а також зі стінками каналу.

Після виходу частинок за межі початкової ділянки каналу ( $y > 0,083$  м) їх прискорення зменшуються і стають від'ємними. Тобто сумарна сила, що діє на частинки, має напрямок, протилежний напрямку вертикальної осі. Внаслідок того, що на дифузійній ділянці каналу швидкість повітряного потоку зменшується, а швидкість частинок на цій ділянці продовжує збільшуватися, різниця між цими швидкостями зменшується, що веде до зменшення сили аеродинамічного тертя, яка спонукає частинки рухатися вгору. Зменшується також перепад



тиску, що діє на частинки. Внаслідок цього починає переважати сила тяжіння, спрямована проти напрямку

повітряного потоку. При цьому, як у периферійних, так і серединних частинках починає зменшуватися швидкість.

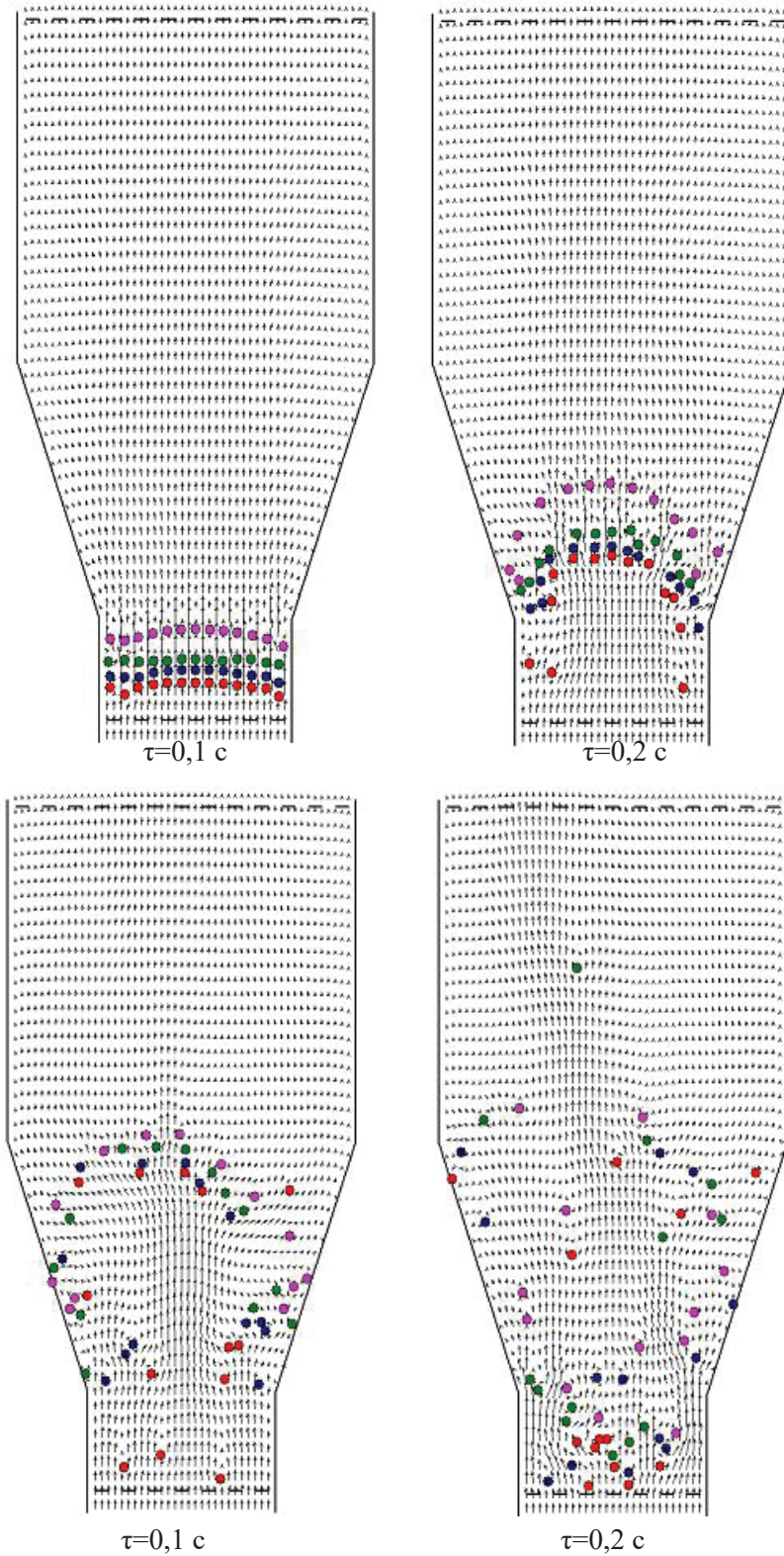


Рис. 1 Картини течії в каналі повітря з твердими включеннями в різні моменти часу при  $u_{y,0}=5 \text{ м/с}$ .

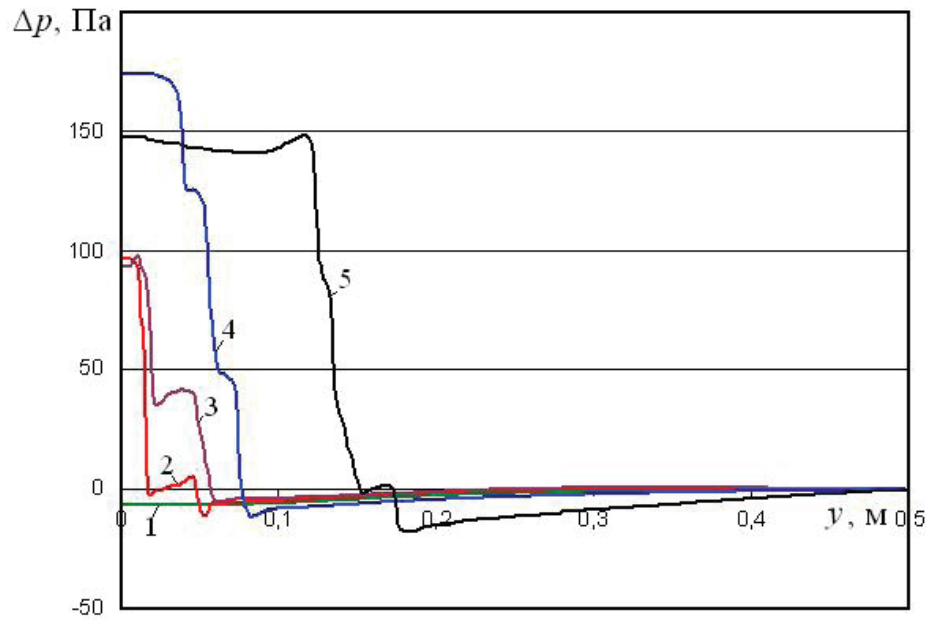


Рис. 2. Розподіл тиску по висоті каналу при  $u_{y,0}=5$  м/с: 1 – за умов відсутності дисперсних частинок; 2-5 – при наявності чотирьох рядів дисперсних частинок: 2 –  $\tau=0,01$  с; 3 –  $\tau=0,05$  с; 4 –  $\tau=0,1$  с; 5 –  $\tau=0,2$  с.

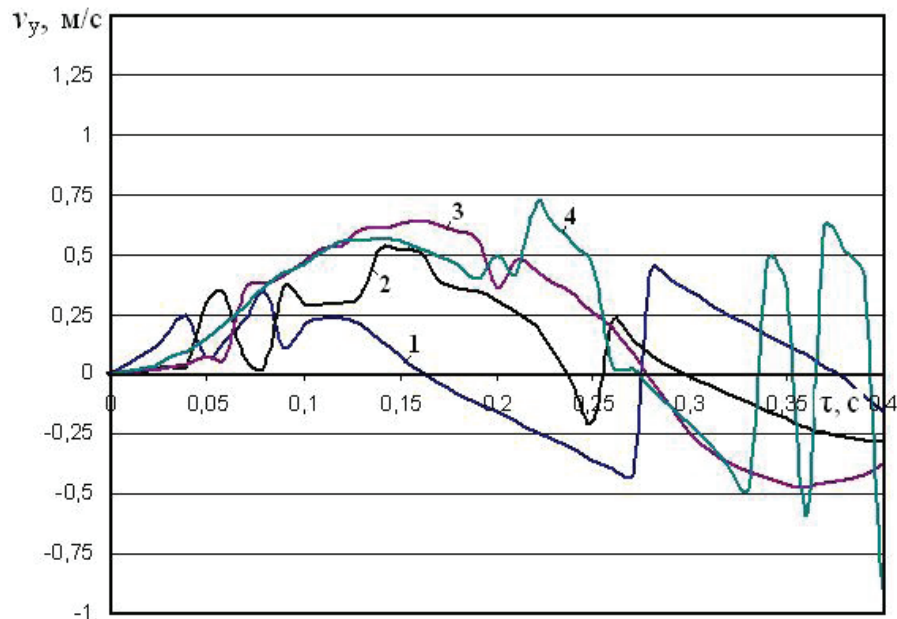


Рис. 3. Зміна у часі вертикальної швидкості периферійних частинок при  $u_{y,0}=5$  м/с: 1 – перший ряд; 2 – другий ряд; 3 – третій ряд; 4 – четвертий ряд.

У периферійних частинок швидкість набуває негативних значень. Зменшуються також і швидкості серединних частинок. Частинки, що летять донизу, абсолютно пружно зіштовхуються з нижньою решіткою, внаслідок чого їх вертикальна швидкість миттєво змінюється за знаком (криві 1, 2, 4 на рис. 3). Отже, як впливає з результатів розрахункових досліджень, що представлені на рис. 3; 4, при швидкості повітря  $u_{y,0}=5$

м/с на вході в канал наведеної геометрії, дисперсні частинки зазначених вище розмірів та густини матеріалу, з якого вони зроблені, на початку досягають швидкостей  $u_y = 0,75 \dots 1,23$  м/с. Потім їх швидкість починає зменшуватись. Вони опускаються донизу, стикаються з нижньою решіткою, а після цього знову піднімаються угору. При цьому більшість з частинок залишаються у межах початкової та дифузійної ділянки каналу і не виходять за їх межі.

При зменшенні швидкості повітряного потоку на вході в канал до  $u_{y,0} = 3$  м/с інтенсивність руху дисперсних частинок суттєво знижується. Частинки за цих умов переміщуються лише в межах початкової ділянки кана-

лу. Швидкості частинок при цьому не перевищують значень  $u_y = \pm 0,25 \dots \pm 0,5$  м/с. Рух частинок часто змінює напрямок. Така картина руху частинок відповідає початку формування киплячого шару.

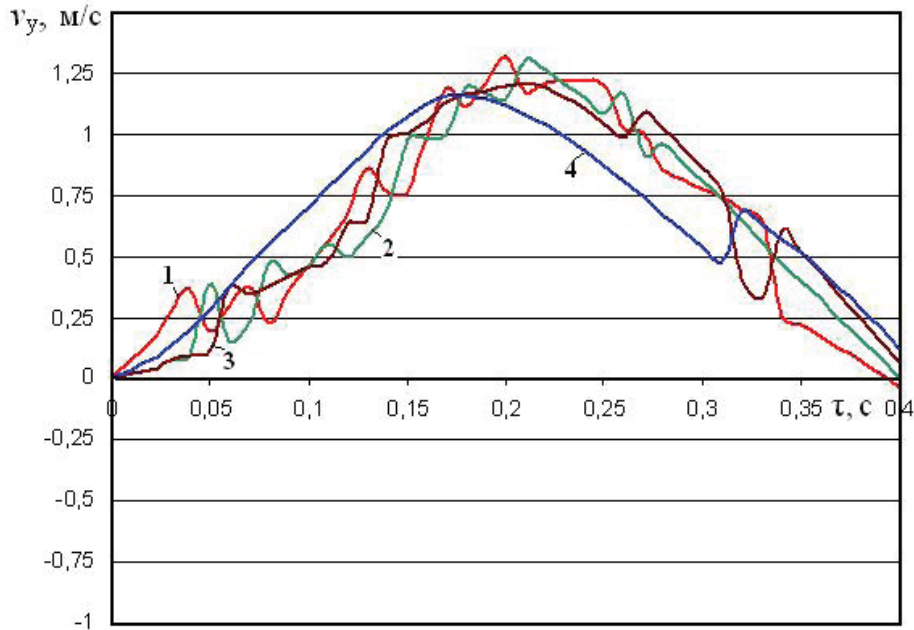


Рис. 4. Зміна у часі вертикальної швидкості серединних частинок при  $u_{y,0} = 5$  м/с: 1 – перший ряд; 2 – другий ряд; 3 – третій ряд; 4 – четвертий ряд.

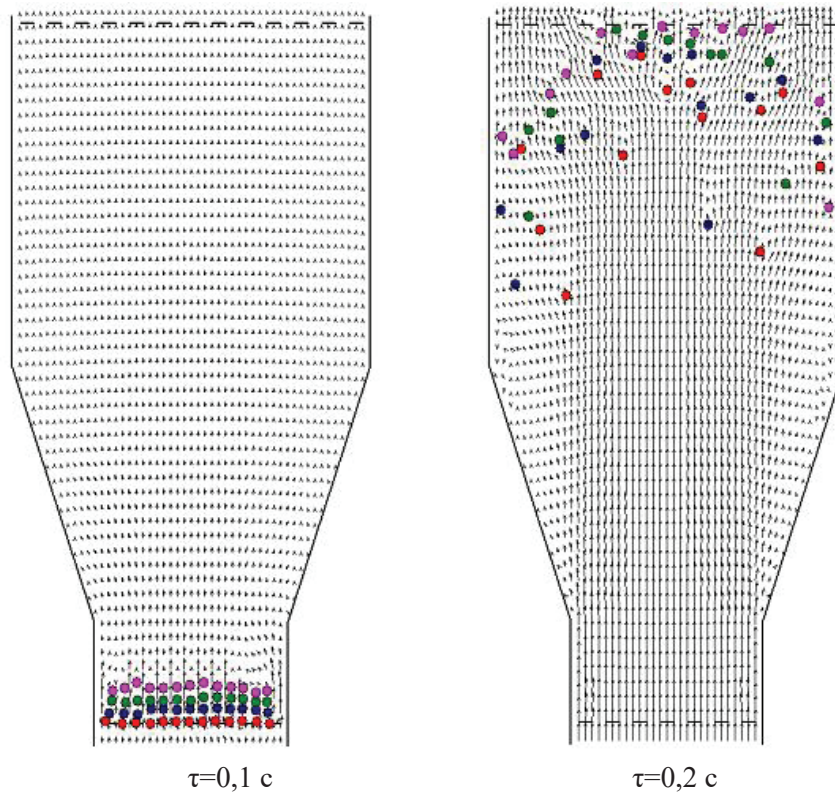


Рис. 5 Картини течії в каналі повітря з твердими включеннями в момент часу  $\tau = 0,2$  с при  $u_{y,0} = 3$  м/с (а) та  $u_{y,0} = 10$  м/с (б).



При збільшенні швидкості повітря  $u_{y,0}$  на вході в канал до 10 м/с інтенсивність руху частинок у порівнянні з випадками  $u_{y,0} = 3$  м/с та  $u_{y,0} = 5$  м/с суттєво зростає. Картини течії повітря з твердими включеннями в каналі при значеннях швидкостей  $u_{y,0} = 3$  м/с та 10 м/с в момент часу  $\tau = 0,2$  с наведено на рис. 5.

Як видно з рис. 5, у випадку  $u_{y,0} = 10$  м/с частинки в момент часу  $\tau = 0,2$  с досягають рівня верхньої решітки, що розташована біля вихідного перетину каналу. При  $u_{y,0} = 5$  м/с частинки в момент часу  $\tau = 0,2$  с тільки виходять з початкової ділянки і входять до дифузійної ділянки (рис. 1). При  $u_{y,0} = 3$  м/с частинки на цей момент часу ще знаходяться на початковій ділянці каналу.

У випадку  $u_{y,0} = 10$  м/с частинки після абсолютно пружного удару об верхню решітку змінюють швидкість на протилежну за знаком і летять донизу, тобто в бік вхідного перетину каналу. Деякі з них, внаслідок дії висхідного повітряного потоку, уповільнюються і починають знову підніматися угору. Інші досягають нижньої решітки, відбиваються від неї, і також починають підніматися угору. Далі частинки займають весь простір каналу. Вертикальні прискорення частинок при цьому досягають при  $\tau = 0,03$  с ...  $0,05$  с максимальних позитивних значень  $a_y = 50 \dots 85$  м/с<sup>2</sup>. Надалі прискорення починають зменшуватися і стають негативними  $a_y \sim -5 \dots -10$  м/с<sup>2</sup>. При цьому на частинки діють переважно сили тяжіння, а величини сил аеродинамічного тертя і сил, пов'язаних з перепадом тиску, стають незначними. Потім значення прискорень у деяких частинок знов починають зростати і набувають позитивних значень, але менших, ніж на початковому інтервалі часу. Швидкості частинок зростають найбільш інтенсивно на початковому інтервалі часу ( $\tau < 0,1$  с). Швидкість периферійних частинок зростає до  $u_y = 2,2$  м/с, а швидкості частинок, що знаходяться ближче до осі каналу, – до  $u_y = 3,1$  м/с. Ці частинки досягають верхньої границі каналу за

0,18 с ... 0,2 с. Напрямок вертикальної швидкості цих частинок після зіткнення з решіткою змінюється на протилежний.

### Висновки

З наведених результатів випливає, що в каналі з зазначеними вище геометричними розмірами киплячий шар з солом'яних пелет починає формуватися при швидкості повітряного потоку на вході в канал  $u_{y,0} = 3$  м/с. За цих значень швидкості дисперсні частинки практично не виходять за межі початкової ділянки каналу. При значеннях швидкості повітряного потоку  $u_{y,0} = 5$  м/с киплячий шар – достатньо розвинутий. Частинки в цьому випадку рухаються в межах початкової та дифузійної ділянки каналу. При значеннях швидкості повітряного потоку на вході в канал  $u_{y,0} = 10$  м/с швидкості дисперсних частинок досягають значень, при яких вони можуть виходити за межі досліджуваного каналу. Ці результати можуть використовуватися при розробці конструкцій пристроїв для спалювання пелет у висхідному повітряному потоці.

Дана робота містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Держаного фонду фундаментальних досліджень за конкурсним проектом №Ф73\21-2017.

### ЛІТЕРАТУРА

1. Zhou H., Flamant G., Gauthier D., Lu J. Lagrangian approach for simulating of gas-particle flow structure in a circulating fluidized bed riser // International Journal of Multiphase Flow.- 2002.- Vol.28. – p.1801-1821.
2. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 152 с.
3. Давыденко Б.В. Метод матричной прогонки для решения сеточных уравнений гидродинамики // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2008. – № 5/5(35). – С. 7 – 11.

**NUMERICAL MODELING OF AN ASCENDING AIR FLOW WITH PARTICLES OF BIOFUEL**

**Basok B.I., Davydenko B.V., Novikov V.G., Goncharuk S. M.**

Institute of Engineering Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine,  
2a, Zhelyabova str., Kyiv, 03680, Ukraine

Using the Euler-Lagrangian approach to the description of the dynamics of disperse flows, numerical studies of the ascending air flow with solid biofuel particles, which in shape and properties correspond to fuel pellets from wheat straw, are carried out. The flow in a channel with a variable cross section is considered. Features of particle motion and their dynamic characteristics depending on the speed of air flow at the entrance to the channel are determined. It is shown that at a flow velocity in the inlet section equal to 3 m/s, a two-phase flow, similar in structure to the fluidized bed, begins to form in the initial section of the channel. At a

flow rate of 5 m/s, the solid particles move within the initial and diffuser section of the channel, and at a flow rate of 10 m/s the biofuel particles reach the upper boundary of the channel and can go beyond it.

References 3, figures 5.

**Key words:** straw pellets, ascending flows, fluidized bed, numerical simulation.

1. Zhou H., Flamant G., Gauthier D., Lu J. Lagrangian approach for simulating of gas-particle flow structure in a circulating fluidized bed riser // International Journal of Multiphase Flow.– 2002.– Vol.28. – p.1801-1821.

2. Patankar S. Numerical methods for solving problems of heat transfer and fluid dynamics. Moscow, Energoatomizdat, 1984. (Rus.)

3. Davydenko B.V. Matrix run method for the solution of grid equations of hydrodynamics // East-European Journal of Advanced Technologies. – 2008. – No. 5/5 (35). – P. 7-11. (Rus.)

*Получено 13.11.2017*

*Received 13.11.2017*