

С. Л. ГОРЯЩЕНКО, К. Л. ГОРЯЩЕНКО  
Хмельницький національний університет

## МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ІМПУЛЬСНОГО РОЗПИЛЕННЯ РІДИНИ КОЛИВАЛЬНИМ СОПЛОМ

В статті розглядається модель розпилювача, що оснащена ультразвуковим концентратором для подрібнення рідини (розплаву полімеру). Проведено аналіз ультразвукової дії на потік рідини з урахуванням його розпилення в повітрі. Наведені математичні моделі залежності довжини хвилі від амплітуди та фізичних складових полімеру. Розроблена модель показала рух кавітаційних елементів вздовж лінії розпилення та дозволила визначити швидкість руху потоку та масу краплин, що утворюються.

Ключові слова: полімерні покриття, пристрої для нанесення, моделювання.

S. HORIASHCHENKO, K. HORIASHCHENKO  
Khmelnytskyi National University

### MODELING THE ULTRASONIC SPRAYER

The article considers the model of a sprayer equipped with an ultrasonic concentrator for grinding a liquid (molten polymer). An analysis of the ultrasonic effect on the fluid flow has been carried out, taking into account its spraying in the air. The mathematical models of the dependence of wave length on amplitude and physical components of a polymer are given. The developed model showed the motion of cavitation elements along the line of spraying and allowed to determine the velocity of the flow and the mass of the resulting droplets.

**Key words:** polymer coatings, devices for coating, modeling.

#### Вступ

Розглянемо процеси, що відбуваються в розпилювачах, а саме: розбиття краплин, спотворення та переміщення, турбулентної дисперсії, зіткнення/коалесценції краплин та пароутворення.

Ефект розбиття краплин у аерозолях вивчався Рейцем і Дівакар [1], який моделював експерименти на спреях порожнистих конусів з інвертором коливального сопла. В експериментах рідину вводили в спокійну зону з температурою при 307, 550, 1500 і 4712 кПа.

Використовуючи теорію розриву струменя, розглянемо циліндричну рідину струменя, що випускає з кругового отвору в стаціонарний нестискаємий газ. Досліджуємо стійкість поверхні рідини до лінійних обурень з метою визначення рівняння дисперсії. Рівняння (1) пов'язує швидкість зростання  $\omega$  початкового збурення нескінченно малих амплітуд з її довжиною хвилі  $\lambda$  ( $k=2\pi/\lambda$ ). Сюди також включити ребра фізичні та динамічні параметри рідкого струменя та навколишнього газу.

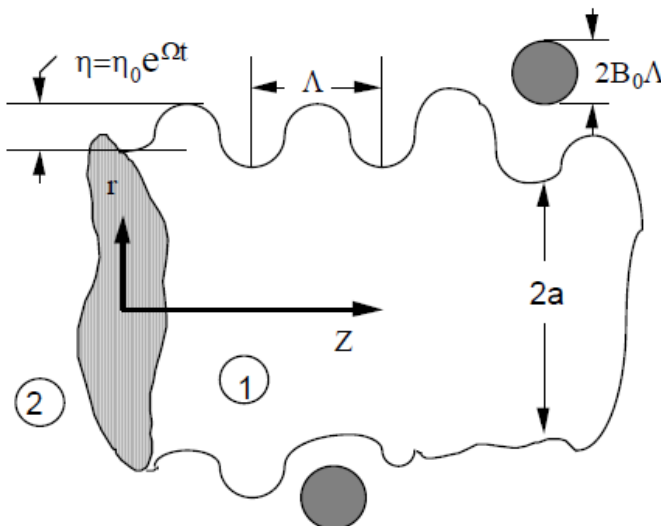


Рис. 1. Схематична діаграма, що показує поверхневі хвилі та розпад рідкого струменя на "краплі"

Як показано на рис. 1, стовпчик рідини вважається нескінченним в осьовому ( $z$ ) напрямку і використовується циліндрична полярна система координат, яка рухається за відносною швидкістю рідини-газу  $U=v-u$ . Аналіз починається шляхом накладання на поверхню нескінченно малого асиметричного зсуву. Рівняння поверхні рідини:  $r=a+\eta$ , з (див. рис. 1)

$$\eta = R\eta_0 e^{ikz + \omega t} \quad (1)$$

де  $\eta_0$  – початкова амплітуда збурень,  $a$  – неперервний радіус струменя.

Пов'язана з порушенням цього малого осесиметричного флукуаційного тиску,  $p$ , осьова швидкість,

$u$  і радіальна швидкість,  $v$  для як рідких, так і газових фаз, позначені  $i=1$  і  $2$ , відповідно. Ці коливання описуються рівнянням безперервності  $\frac{\partial u_i}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_i) = 0$

Лінеаризовані рівняння руху рідини та газу, що підпадають під граничні умови на інтерфейсі, що включають стан кінематичного стрибка, можуть бути описані рівнянням [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + U_i(r) \frac{\partial u_i}{\partial z} + v_i \frac{dU_i}{dr} &= \frac{-1}{\rho_i} \frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{\mu_i}{\rho_i} \left[ \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_i}{\partial r} \right) \right] \\ \frac{\partial v_i}{\partial t} + U_i(r) \frac{\partial v_i}{\partial z} &= \frac{-1}{\rho_i} \frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{\mu_i}{\rho_i} \left[ \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial rv_i}{\partial r} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

Нормальний розподіл напружень визначає поверхневий натяг, динамічний тиск (інерція), в'язкі (нормальні) сили та віддачі (через пари, що залишає інтерфейс випаровуючого струменя).

**Основна частина**

У тангенціальному балансі напруження струменя газ, як правило, вважається невідомим, тобто передбачається, що він діє на межі рідина-газ. Таким чином, це припущення не дозволяє забезпечити наявність зсуву в прикордонному шарі в потоці газу на межі. Рідинні гідродинамічні рівняння розв'язуються з рішеннями

$$\varphi_i = C_1 I_0(kr) \exp(ikz + \omega t) \text{ and } \psi_i = C_2 r I_1(lr) \exp(ikz + \omega t), \quad (3)$$

де  $\psi_i$  – функція потоку,  $\varphi_i$  – потенціал швидкості,  $C_1$  та  $C_2$  – константи інтеграції,  $l_2 = k_2 + \omega / v_1$ ,  $v_1$  – рідка кінематична в'язкість, а  $I_0$  та  $I_1$  – модифіковані функції Бесселя першого роду. Тиск рідини знаходиться з формули:

$$p_1 = -\rho_1 \partial \varphi_1 / \partial t, \quad (4)$$

де  $\rho_1$  – щільність рідини.

З припущенням, що  $\eta \ll a$ , отримуємо рівняння для тиску газу на межі  $r=a$ , коли передбачається, що газ невідомий ( $K_0$  та  $K_1$  – модифіковані функції Бесселя другого роду), а  $U$  – відносна швидкість між струменем і газом:

$$p_2 = -\rho_2 \left( U - i \frac{\omega}{k} \right)^2 k \eta \frac{K_0(ka)}{K_1(ka)} \quad (5)$$

Кінематичні, тангенціальні та нормальні рівняння напружень на межі зменшуються до значень:  $v_1 = w = \frac{\partial \eta}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial u_1}{\partial r} = \frac{-\partial v_1}{\partial z}$ , що дає можливість для усунення  $C_1$  і  $C_2$  тоді

$$-p_1 + 2v_1 \rho_1 \frac{\partial v_1}{\partial r} - \frac{\sigma}{a^2} \left( \eta + a^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right) + p_2 = 0, \quad (6)$$

де  $u_1, v_1$  – осові та радіальні компоненти швидкості рідини, а під час застосування розв'язків швидкості та тиску в рівнянні (6), це призводить до дисперсійного співвідношення [8]

$$\begin{aligned} \omega^2 + 2v_1 k^2 \omega \left[ \frac{I_1'(ka)}{I_0(ka)} - \frac{2kl}{k^2 + l^2} \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \frac{I_1'(la)}{I_0(la)} \right] &= \frac{\sigma k}{\rho_1 a^2} (1 - k^2 a^2) \left( \frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka)}{I_0(la)} + \\ &+ \frac{\rho_2}{\rho_1} (U - i\omega/k)^2 k^2 \left( \frac{l^2 - k^2}{l^2 + k^2} \right) \frac{I_1(ka) K_0(ka)}{I_0(la) K_1(ka)} \end{aligned} \quad (7)$$

Розв'язок рівняння (7) показує прогнозовані темпи зростання хвилі у порівнянні з бездоганною довжиною хвилі струменя залежно від чисел Вебера та Онезорге  $We_2$  і  $Z$ . Результати показують, що існує максимальна швидкість зростання хвилі  $\Omega$ , що відбувається при довжині хвилі  $\Lambda$ . Максимальна швидкість росту хвиль та відповідна довжина хвилі характеризують найбільш швидко зростаючі (або найбільш імовірні) хвилі на поверхні рідини, які, як вважається, в кінцевому підсумку відповідають за розпад.

Можна згенерувати кривизну для численних рішень до рівняння (7) для максимальної швидкості росту ( $\omega = \Omega$ ) та для відповідної довжини хвилі ( $\lambda = \Lambda$ ):

$$\frac{\Lambda}{a} = 9.02 \frac{(1 + 0.45Z^{0.5})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.87We_2^{1.67})^{0.6}} \quad (8)$$

$$\Omega \left( \frac{\rho_1 a^3}{\sigma} \right)^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38We_2^{1.5}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \quad (9)$$

$$Z = \frac{We_1^{0.5}}{Re_1}; T = ZWe_2^{0.5}; We_1 = \frac{\rho_1 U^2 a}{\sigma}; We_2 = \frac{\rho_2 U^2 a}{\sigma}; Re_1 = \frac{Ua}{\nu_1}$$

Значення рівняння (8) та (9) показані на рис. 3. Як видно, максимальна швидкість зростання хвилі зростає, а відповідна довжина хвилі швидко зменшується з збільшенням числа Вебера. Вплив в'язкості зменшує швидкість росту хвилі і значно збільшує довжину хвилі, оскільки збільшується рідка в'язкість.

Рівняння (9) також використовується в якості основи для організації режиму розриву струменя. При низьких числах Вебера  $We_2$  розрив відбувається в режимі Релея (рис. 3), а розміри краплин більші, ніж діаметр струменя. У цьому випадку в нормальному рівнянні (рис. 4) існує баланс між інерцією (тобто динамічним тиском рідини) та значенням поверхневого натягу. Поверхня струменя нестабільна для всіх хвильових чисел з  $k_a < 1$ , а максимальна швидкість росту має місце при  $\Lambda = 9.02$  (якщо у формулу (8) підставити  $We_2 = 0$  і  $T = 0$ ). Поняття в'язкої нормальної напруги передбачає включення в'язкості рідини через число Онезорге,  $Z$ . Це переміщує найбільш нестабільну хвилю до довших довжин хвиль, але умова розриву струменя залишається дестабілізуючою комбінацією поверхневого натягу та сил інерції. Значення в'язкості рідини має вторинний стабілізуючий ефект і в інших режимах розпаду.

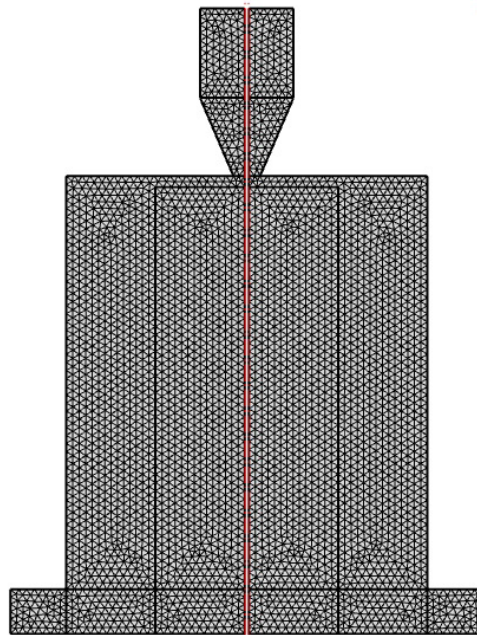


Рис. 2. Обчислювальна сітка, що показує розташування сопла та зони розпилення

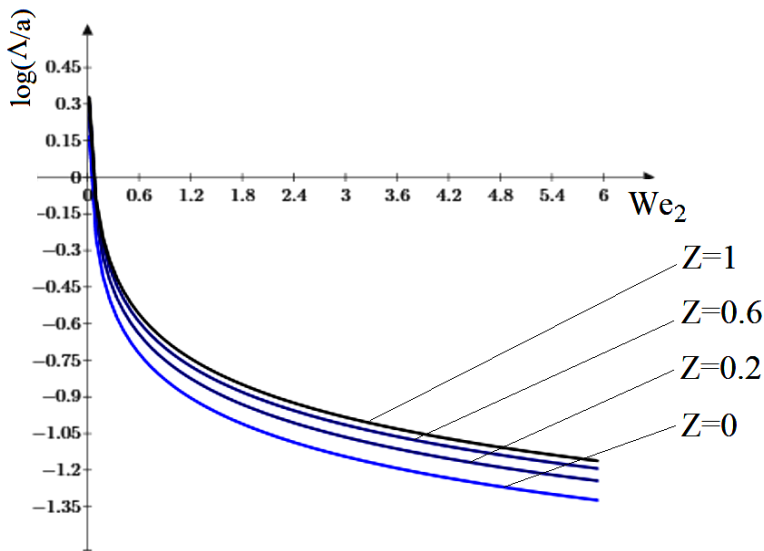


Рис. 3. Довжина хвилі швидкості росту як функція числа  $Z$

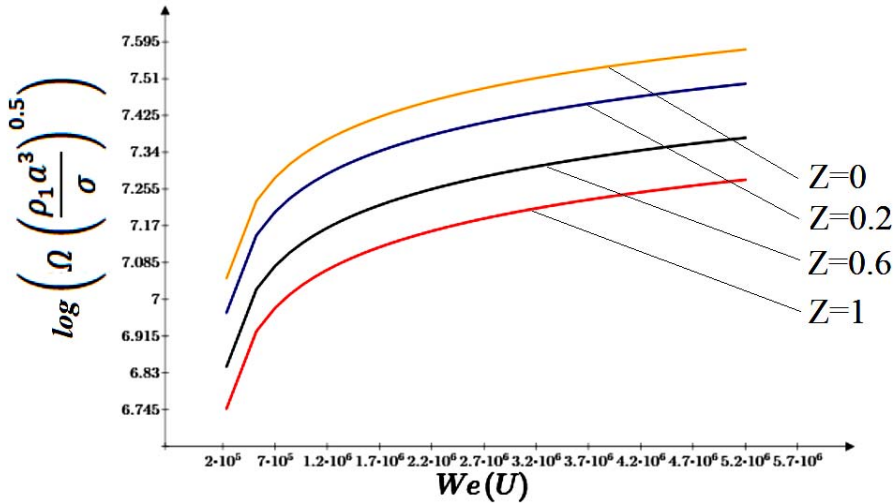


Рис. 4. Довжина хвилі у найбільш нестабільній поверхневій хвилі проти числа Вебера,  $We_2$ , як функція числа  $Z$

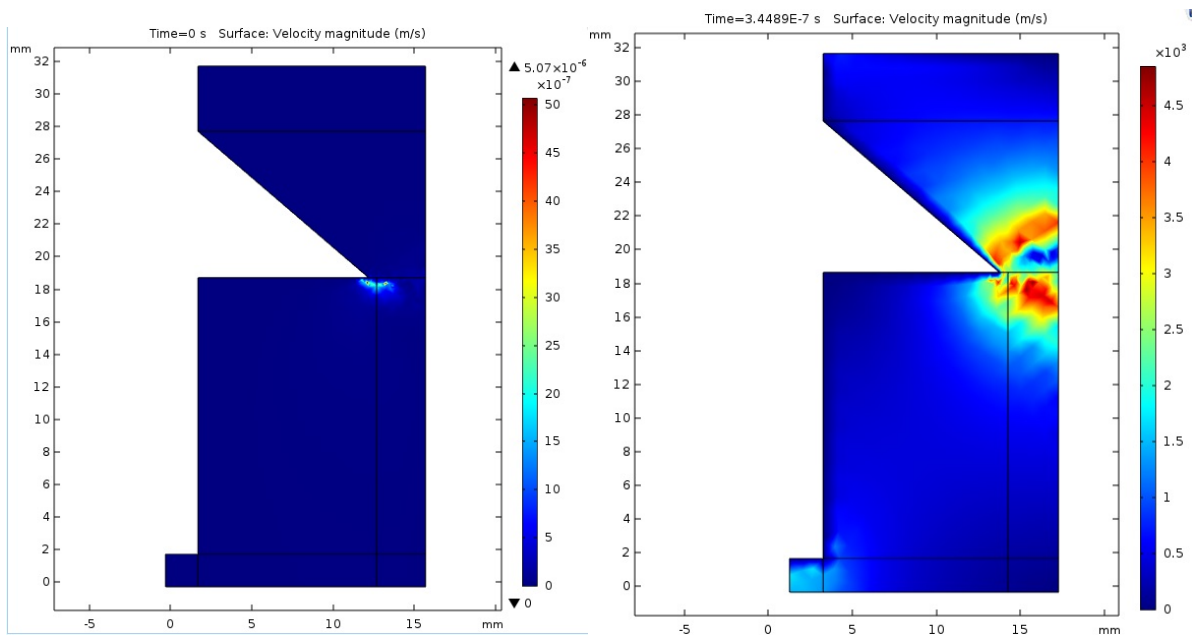


Рис. 5. Значення тиску в соплі на 1.0 і 2.0 мс після початку розпилення

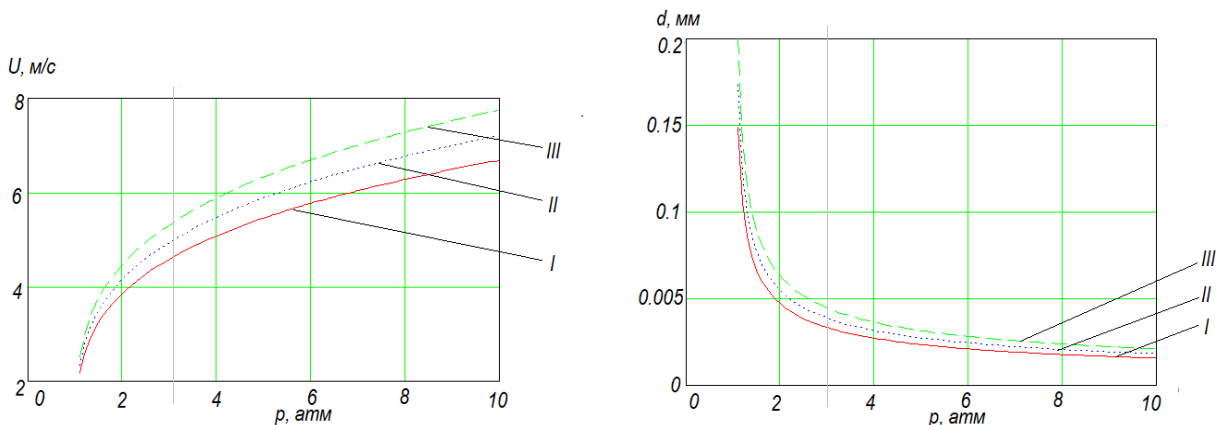


Рис. 6. Порівняння експериментальних (верхніх кадрів) та обчислюваних (нижніх кадрів) спреїв. 0,222 мс між кадрами

Отримані дані дозволяють моделювати сопло, зазначивши такі параметри: кут повного конуса сопла  $\theta=60$ , діаметр сопла  $\delta=2,4$  мм (див. рис. 5). Швидкість потоку становила 0,0165 м/с. Розпилення з чотирма імпульсами, кожен з тривалістю близько 0,58 мс, як визначено з вимірюного тиску нагнітання рідини, показано на рис. 6. Швидкість розпилення була отримана з експериментальних вимірювань швидкості потоку. Розмір введених крапель був отриманий з кореляції розриву листів, рівняння (9), враховуючи синусоїдальний варіант підйому (або товщини аркуша) з часом, а максимальний підвіс для сковзання був

виявлений з вимірюваного витрати палива та швидкості подачі.

Обчислення проводились за допомогою Comsol Multiphysics. Як показано на рисунку 5, форсунка розташована у верхній частині обчислювального домену. Результати, що показують поле швидкості, утворені взаємодією крапель з газом, і проникнення крапель в камеру в 2,0 мс після початку розпилення наведені на рис. 7, а,б, відповідно. Як видно, вихор, як передбачається, присутній у газі на кінці імпульсного аерозоля. Імпульсне розпилення призводить до кластеризації крапель і має ефект збільшення радіальної протяжності проникнення та змішування. Область у тилі голови спрею містить невеликі захоплені краплі.

### Висновки

Інерційний ефект навколишнього газу впливає в міру збільшення числа Вебера  $We_2$ . Як видно з рівняння (9), це підвищує швидкість зростання хвилі, але розміри крапель досі залишаються рівними діаметра струменя при незначному значенні тиску газу в соплі (рис 7,б). З подальшим збільшенням  $We_2$ , ефект інерції газу збільшується. Максимальна швидкість росту виникає при поступовому зменшенні довжини хвиль, і, врешті-решт, розпад відбувається через нестабільне зростання поверхневих хвиль, які мають коротку довжину хвилі. Краплі утворюються з розмірами набагато менше, ніж діаметр струменя. Рівняння (8) та (9) стають незалежними від діаметра струменя, коли параметр  $We_2$  стає досить великим.

Остаточний режим, режим розпилення, досягається при високому граничному числі Вебера, коли щільність газу досить висока. Це режим аерозолів високого тиску, де розрив починається з виходу сопла. Попередні дослідження показують, що теорія поверхневих хвиль може застосовуватися до струменів у такому режимі розпилення. Проте пряма перевірка цього механізму за допомогою експерименту ще не була можлива, оскільки густий спрей, який оточує струмінь, затуманює деталі розриву.

Випаровування, як відомо, дестабілізує струми низької швидкості та стабілізує високошвидкісні струмені, а нестабільне зростання поверхневих хвиль відповідає за розрив у випадку швидкого розриву струменя. У цьому випадку не можна обґрунтовано враховувати в'язкість безперервної фази в тангенціальних та нормальних балансах напруги на межі розподілу фаз.

Результати аналізу стабільності струменя можуть бути використані для оцінки розмірів крапель, сформованих під час процесу розпилення, припускаючи, що розмір краплі лінійно пов'язаний з довжиною хвилі  $\lambda$ .

### Література

1. Reitz, R.D. and Bracco, F.V., "Mechanism of Atomization of Liquid Jets," *The Physics of Fluids*, Vol. 25, p. 1730, 1982. <https://doi.org/10.1063/1.863650>
2. Хмелев В.Н. Применение ультразвука высокой интенсивности в промышленности / В.Н. Хмелев, А.Н. Сливин, Р.В. Барсуков, С.Н. Цыганок, А.В. Шалунов ; Алт. гос. техн. ун-т, БТИ. – Бийск : Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2010. – 203 с.
3. Sheng C.D. Modelling Acoustic Agglomeration Processes Using Direct Simulation Monte Carlo Method / C.D. Sheng, X.L. Shen // *Journal of Aerosol Science*. – 2006. – Issue 37. – P. 16–36.
4. Vytautas Ostasevicius, Vytautas Jurenas, Rimvydas Gaidys, Ievgeniia Golinka. Vibroacoustic handling and levitation of microparticles in air. JVE International Ltd. Vibroengineering PROCEDIA. Dec 2017, Vol. 15. ISSN 2345-0533 h/100-105
5. Serhiy Horyashchenko, Ievgeniia Golinka. Simulation of particle flow of the polymer droplets using ultrasonic spraying. 22th International Scientific Conference: Mechanika 2017 – Proceedings. Kaunas. P. 134–137.
6. Горященко С.Л. Моделирование краплін при розпиленні двофазного потоку соплом / С.Л. Горященко // Вісник Хмельницького національного університету. – 2016. – № 3. – С. 282–285.
7. Numerical study on the effect of nozzle pressure and yarn delivery speed on the fiber motion in the nozzle of Murata vortex spinning. *Journal of Fluids and Structures* 27 (2011), 121–133.

### References

1. Reitz, R.D. and Bracco, F.V., "Mechanism of Atomization of Liquid Jets," *The Physics of Fluids*, Vol. 25, p. 1730, 1982. <https://doi.org/10.1063/1.863650>
2. Hmelev V.N. Primenenie ultrazvuka vysokoj intensivnosti v promyshlennosti / V.N. Hmelev, A.N. Slivin, R.V. Barsukov, S.N. Cyganok, A.V. Shalunov ; Alt. gos. tehn. un-t, BTL. – Bijsk : Izd-vo Alt. gos. tehn. un-ta, 2010. – 203 с..
3. Sheng C.D. Modelling Acoustic Agglomeration Processes Using Direct Simulation Monte Carlo Method / C.D. Sheng, X.L. Shen // *Journal of Aerosol Science*. – 2006. – Issue 37. – P. 16–36.
4. Vytautas Ostasevicius, Vytautas Jurenas, Rimvydas Gaidys, Ievgeniia Golinka. Vibroacoustic handling and levitation of microparticles in air. JVE International Ltd. Vibroengineering PROCEDIA. Dec 2017, Vol. 15. ISSN 2345-0533 h/100-105
5. Serhiy Horyashchenko, Ievgeniia Golinka. Simulation of particle flow of the polymer droplets using ultrasonic spraying. 22th International Scientific Conference: Mechanika 2017 – Proceedings. Kaunas. P. 134–137.
6. Horiashchenko S.L. Modeliuvannia kraplyn pry rozpylenni dvofaznogo potoku soplom / S.L. Horiashchenko // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2016. – № 3. – S. 282–285.
7. Numerical study on the effect of nozzle pressure and yarn delivery speed on the fiber motion in the nozzle of Murata vortex spinning/ *Journal of Fluids and Structures* 27 (2011) 121–133.

Рецензія/Peer review : 26.2.2019 р.

Надрукована/Printed : 11.4.2019 р.

Рецензент: к.т.н. Поліщук О. С.