

DOI: 10.31319/2519-2884.38.2021.12

УДК 664.2.032.1

І.Є. Соколовська, к.т. н., доцент, sokolovskaja7887@gmail.com

К.В. Дьомін, здобувач другого (магістерського) рівня, mcdodogers@gmail.com

Дніпровський державний технічний університет, м. Кам'янське

ОСОБЛИВОСТІ МОДЕЛЮВАННЯ ТРАЄКТОРІЇ РУХУ ЧАСТИНОК МАТЕРІАЛУ В ВИХРОВОМУ ШАРІ

У наведеній статті вирішено актуальну сучасну наукову задачу — на підставі експериментальних даних створено математичну модель руху частки у вихровому шарі при термообробці з врахуванням багатозначності потоку.

В роботі визначено особливості траєкторії руху частинки матеріалу у вихровому апараті та отримано залежності, які дозволяють керувати часом термообробки, та на основі яких можна спроектувати оптимальний вихровий пристрій для сушіння дисперсних матеріалів.

Отримані в роботі математичні моделі можуть використовуватись в методиках розрахунків та проектування вихрових тепломасообмінних пристроїв.

Ключові слова: вихровий апарат; моделювання руху; модель; частинка матеріалу; результати експерименту.

In the given article the actual modern scientific problem is solved - on the basis of experimental data the mathematical model of movement of a particle in a vortex layer at heat treatment taking into account multiphase of a stream is created.

The peculiarities of the trajectory of the material particle in the vortex apparatus are determined and the dependences are obtained, which allow to control the heat treatment time and on the basis of which it is possible to design the optimal vortex device for drying dispersed materials.

The mathematical models obtained in this work can be used in methods of calculations and design of vortex heat and mass transfer devices.

Key words: vortex apparatus; motion modeling; model; material particle; experimental results.

Постановка проблеми

На сучасному рівні розвитку вихрових апаратів зростає актуальність досліджень, спрямованих на поглиблене вивчення процесів, вдосконалення конструкцій і технології виготовлення окремих вузлів. Відсутність суворої теорії відчувається найбільш гостро при проектуванні систем і установок, в яких вихровий апарат є одним з головних агрегатів. У зв'язку з цим першочерговим завданням залишається розробка теорії, що дозволяє отримати досить надійний математичний опис процесів, які відбуваються в вихровій камері апарату.

Аналіз останніх досліджень та публікацій

Рух дозвукових потоків різних газів різної температури в роботі [1] представлено наступною системою рівнянь руху, енергії, дифузії, нерозривності і стану:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\bar{\rho}u)^2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}u'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}u\bar{h})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{h}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}h'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}u\bar{c})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{c}(\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = -\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}c'v'), \\ \frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho}v + \bar{\rho}'v') = 0. \end{cases} \quad (1)$$

де $\bar{u}'v'$ — функція, що характеризує турбулентне тертя; $\bar{h}'v'$ — функція турбулентної дифузії тепла; $\bar{c}'v'$ — функція турбулентної дифузії речовини.

Закономірності поширення закрученого струменя залежать від великого числа різних умов (конструктивних особливостей форсунки, інтенсивності закрутки) і параметрів потоків (їх щільності і швидкості).

Течія в струмені має складний неавтономний характер, в зв'язку з чим в роботі [1] вважалося за доцільне використовувати для розрахунку чисельні методи інтегрування рівнянь руху, аналогічні тим, які використані в роботах [2, 3] для опису неавтономної течії в звичайних струменях.

Нехтуючи впливом пульсацій швидкості на зміну тиску, рівняння руху для вісесиметричної нестисливої турбулентної течії в наближенні прикордонного шару і з урахуванням співвідношення (2) можна записати в такому вигляді:

$$\frac{P - P_b}{\rho} = \int_b^y \frac{\omega^2}{y} dy, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} yu \frac{\partial u}{\partial x} + yv \frac{\partial u}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ v \frac{\partial u}{\partial y} - uv - yu \frac{\partial v}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ y^2 u \frac{\partial \omega}{\partial x} + y^2 v \frac{\partial \omega}{\partial y} + y\omega v &= -y^2 \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'v'}) - 2y\overline{v'v'}, \\ yu \frac{\partial c}{\partial x} + yv \frac{\partial c}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'c'}) - \overline{v'c'}, \\ \Theta &= \int_0^y \frac{\omega^2}{r} dr. \end{aligned} \quad (3)$$

В роботі [4] на підставі гіпотези про сталість аналога коефіцієнта турбулентної в'язкості для стаціонарного закрученого потоку стисненого газу, вважаючи μ_T та λ_T постійними для закрученого потоку, пропонується наступна модель вихрової течії однокомпонентного потоку:

$$\begin{aligned} \rho \left(v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\omega^2}{r} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) &= \frac{\partial \rho}{\partial r} + \mu_T \left[\frac{4}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v^2}{r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right], \\ \rho \left(v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{v\omega}{r} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) &= \mu_T \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right), \\ \rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) &= \frac{\partial \rho}{\partial x} + \mu_T \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \\ \frac{\partial}{\partial r}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Недоліком даних моделей є те, що при вирішенні моделі вихрових течій переходять в моделі ламінарних течій. При цьому багато величини неможливо визначити аналітично або експериментально.

При поділі потоку на зону вихростоків і зону основного вихору помилка в розрахунках гідродинаміки потоку, а тим більше частинок, істотно збільшується через використання різних рівнянь коефіцієнта турбулентної в'язкості, який приймають для кожної зони постійним.

Дані моделі написані для суцільного середовища і тому не підходять для багатофазного потоку.

Формулювання мети дослідження

Мета дослідження — на підставі результатів досліджень, викладених в роботі [1], розробити математичну модель руху частинки в вихровому шарі теплоносія в розвантажувальній частині вихрового апарату.

Виклад основного матеріалу

Нами були зіставлені дані робіт [1] та [4] по розподілу деяких параметрів вихрового потоку з даними, отриманими під час експерименту.

Експеримент здійснювався на розробленому авторами апараті, який складається з вихрової камери 6 (рис.1), що містить тангенційно підведений патрубок для підводу повітря 5, який за допомогою трубопроводу з'єднаний з теплообмінником 9 і нагнітачем газу 15. До торцевої поверхні апарату для подачі сполучної рідини 1 приєднаний патрубок для підводу рідини 4 з теплообмінником 3 і нагнітачем рідини 2, за допомогою якого розпилювачем матеріалу 13 рідина розподіляється по об'єму апарату. Матеріал через трубопровід подачі матеріалу 8 подається в вихрову камеру 6 та за допомогою завихрювача 14 поширюється по всьому об'єму камери і обертається в вихровому шарі газу. Просушений матеріал потрапляє в форму 7.

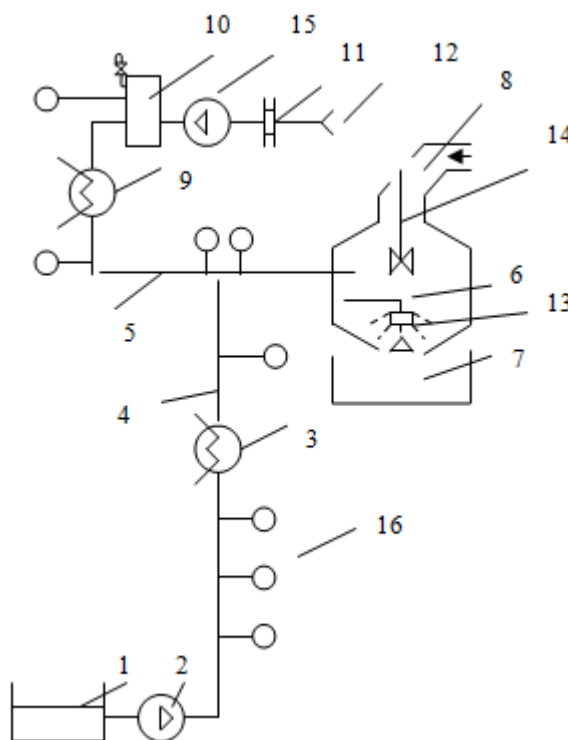


Рис. 1. Схема експериментальної установки: 1 — ємність з склеючою речовиною; 2 — нагнітач рідини; 3, 9 — теплообмінники для рідини та для повітря (відповідно); 4 — підвід рідини; 5 — підвід повітря; 6 — вихрова камера; 7 — форма для готового матеріалу; 8 — подача матеріалу; 10 — ресивер; 11 — фільтр; 12 — забір повітря; 13 — розпилювач матеріалу; 14 — завихрювач; 15 — нагнітач газу; 16 — датчики для виміру тиску, температури та витрати в системі

На підставі даних, отриманих в ході експерименту, проведеного на описаному вище апараті, були отримані залежності, наведені на рис. 2 та рис. 3.

Судячи з цих залежностей, можна зробити висновок про те, що параметри, отримані на розробленій нами установці, найбільш вигідно характеризують вихровий рух в апараті. Окружна швидкість виходить нижче, ніж в [1, 3 і 4], тиск теж не перевищує даних [1, 3 і 4].

У роботах [5, 6] була зроблена спроба врахувати закономірності руху частки в багатофазному середовищі, але не розроблені моделі вихрового руху. Об'єднавши моделі вихрової течії Коваля і Абрамовича з урахуванням багатофазності по Нігматуліну, можна отримати фізичну і математичну модель руху частинки в розробленому нами апараті.

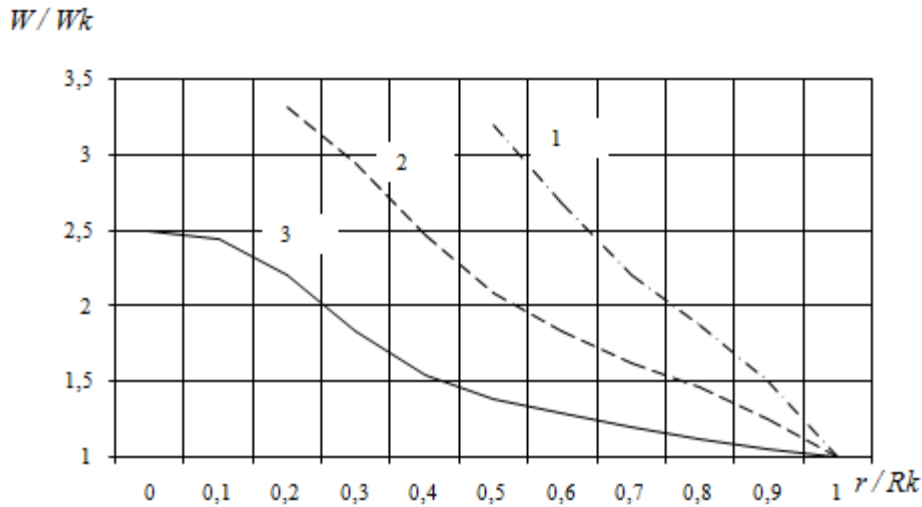


Рис. 2. Аналіз кривих розподілу окружної швидкості по радіусу: 1 — за даними Абрамовича [1, 3]; 2 — за даними Коваля [4]; 3 — за результатами експерименту

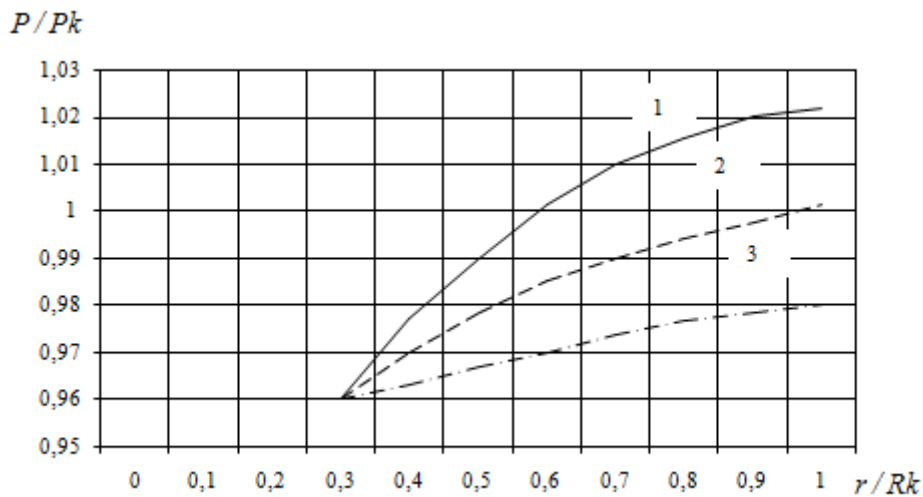


Рис. 3. Аналіз кривих розподілу тиску по радіусу: 1 — за даними Абрамовича [1, 3]; 2 — за даними Коваля [4]; 3 — за результатами експерименту

Нижче наведена математична постановка задачі гідродинаміки частинки в відцентровому полі вихрової камери. В результаті її рішення слід визначити основні параметри потоку, необхідні для ефективного процесу термообробки сировини.

Рівняння рівноваги сил в потоці наступне:

$$\rho_{\Pi} \frac{dV_{\Pi}}{d\tau} = \rho_{\Pi} F_c (\vec{V} - \vec{V}_{\Pi}) - \text{grad}P + \rho_{\Pi} g, \quad (5)$$

де V_{Π} — швидкість руху дисперсної фази; V — швидкість руху середовища; ρ_{Π} — густина дисперсної фази; F_c — сила опору:

$$F_c = F_{ac} + F_s = \frac{3}{8} C^* \frac{\rho}{\rho_{\Pi} a} |\vec{V} - \vec{V}_{\Pi}| + F_s, \quad (6)$$

де F_{ac} — аеродинамічна сила опору; F_s — структурна сила стійкості, яка характеризує вільну енергію системи (частинки).

Теоретично рух краплі повітря в відцентровому полі можна представити системою рівнянь:

$$\frac{dV}{d\tau} = F_C(V - V_{II}) - \frac{1}{\rho_{II}} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{W_{II}^2}{r}, \quad (3)$$

$$\frac{dW}{d\tau} = F_C(W - W_{II}) - \frac{V_{II}W_{II}}{r}, \quad (4)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = F_C(U - U_{II}) - \frac{1}{\rho_{II}} \frac{\partial P}{\partial h} + g, \quad (5)$$

де V_{II} , W_{II} , U_{II} — радіальна, окружна та осьова складові швидкості руху краплі повітря; V, W, U — те ж для потоку; $\frac{W_{II}^2}{r}$ — відцентрове прискорення; $\frac{V_{II}W_{II}}{r}$ — коріолісове прискорення; h — висота вихрової камери.

Скористаємось системою безрозмірних складових:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\tau} = \tau \frac{|V_k|}{R_k}; \\ \bar{\rho}_m = \frac{\rho_m}{\rho}; \\ Fr = \frac{gR_k}{V_k^2}; \\ \bar{P} = \frac{P}{\rho V_k^2}; \\ \chi = g \frac{\mu}{d^2} \frac{1}{\rho_m} \frac{R_k}{|V_k|}. \end{array} \right. \quad (10)$$

Тоді рівняння (7)—(9) приймуть вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{V}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{W}_n^2}{\bar{r}} + \chi |(\bar{V} - \bar{V}_n)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial r} \\ \frac{d\bar{W}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{V}_n \bar{W}_n}{\bar{r}} + \chi |(\bar{W} - \bar{W}_n)| \\ \frac{d\bar{U}}{d\bar{\tau}} = \chi |(\bar{U} - \bar{U}_n)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial h} + Fr \\ \frac{d\bar{r}}{d\bar{\tau}} = \bar{V}_n \\ \bar{W}_n = \frac{\bar{r} d\varphi}{d\bar{\tau}} \\ \bar{U}_n = \frac{dh}{d\bar{\tau}} \end{array} \right. \quad (11)$$

Початкові умови для вирішення задачі (11) наступні:

$$\{\tau=0, \quad r=1, \quad \varphi=0, \quad h=0, \quad \bar{V}_n=1, \quad \bar{W}_n=1, \quad \bar{U}_n=0\}. \quad (12)$$

При вирішенні системи (11) були отримані залежності швидкостей потоку та краплі від радіусу камери, представлені на рис. 4 та рис. 5.

Висновки

Розрахунки, виконані за рівняннями запропонованої в роботі моделі, показують задовільну узгодженість з даними проведеного експерименту. З отриманих результатів можна зробити висновок про те, що колова і радіальна швидкості мають максимум до значення радіусу $r = 0,2$ і не перевищують значення швидкостей $W = 9$ і $V = 12$ (в безрозмірних величинах).

При оцінці відносних швидкостей руху частки в розвантажувальній частини вихрового апарату, очевидно, що використання рівнянь для ламінарної течії, які традиційно використовуються в розрахунках, призводить до істотних похибок.

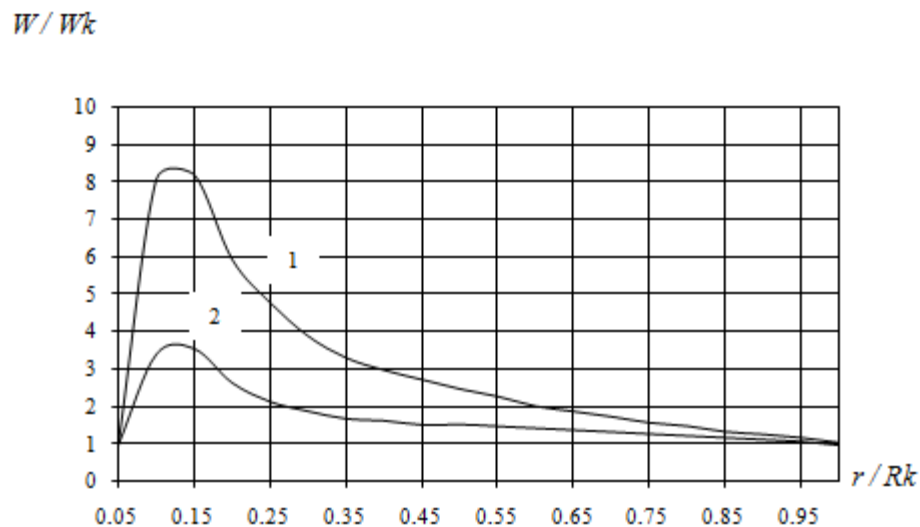


Рис. 4. Розподіл окружної швидкості по радіусу: 1 — швидкість потоку; 2 — швидкість частинки

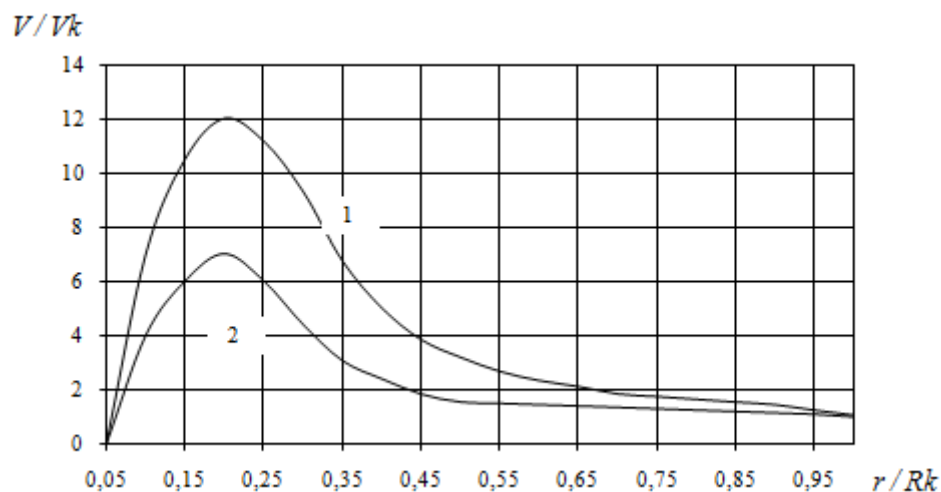


Рис. 5. Розподіл радіальної швидкості по радіусу: 1 — швидкість потоку; 2 — швидкість частинки

Список використаної літератури

1. Абрамович Г.Н. Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука. 1974. 272 с.
2. Крашениников С.Ю. К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй. Изв. АН СССР, МЖГ. 1972. № 3. С. 78–83.
3. Абрамович Г.Н., Кузьмич В.Б., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Экспериментальное и расчетное исследование сверхзвуковой пристеночной струи в спутном сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ. 1972. № 4. С. 132–144.
4. Коваль В.П. Распределение скоростей и давления жидкости в вихревой камере. Теплоэнергетика. 1972. № 2, С. 25–28.
5. Коваль В.П. Гидравлическая характеристика центробежной форсунки. Теплоэнергетика. 1972. № 5, С. 31–34.
6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. 1 ч. 1987. 464 с.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. 2 ч. 1987. 359 с.

FEATURES OF MODELING THE TRACTION OF MOVEMENT OF MATERIAL PARTICLES IN A VORTICAL LAYER

Sokolovska I., Demin K.

Abstract

In the given article the actual modern scientific problem is solved — on the basis of experimental data the mathematical model of movement of a particle in a vortex layer at heat treatment taking into account multiphase of a stream is created.

At the current level of development of vortex devices, the relevance of research aimed at in-depth study of processes, improvement of structures and manufacturing technology of individual components has increased. The lack of a strict theory is felt most acutely in the design of systems and installations in which the vortex apparatus is one of the main units. In this regard, the priority remains the development of a theory that allows to obtain a fairly reliable mathematical description of the processes occurring in the vortex chamber of the apparatus.

The patterns of propagation of the swirling jet depend on a large number of different conditions (design features of the nozzle, the intensity of the twist) and flow parameters (their density and speed). The flow in the jet has a complex non-automodal character, in connection with which in other works it was considered expedient to use for calculation numerical methods of integration of equations of motion to describe the non-automodal flow in ordinary jets.

The disadvantage of these models is that when solving the model of vortex flows go into the model of laminar flows. In this case, many quantities cannot be determined analytically or experimentally. When dividing the flow into the zone of the vortex and the zone of the main vortex, the error in the calculations of the hydrodynamics of the flow, and especially the particles, increases significantly due to the use of different equations of the turbulent viscosity, which is taken for each zone constant. These models are written for a continuous medium and are therefore not suitable for multiphase flow.

The peculiarities of the trajectory of the material particle in the vortex apparatus are determined and the dependences are obtained, which allow to control the heat treatment time and on the basis of which it is possible to design the optimal vortex device for drying dispersed materials. The mathematical models obtained in this work can be used in methods of calculations and design of vortex heat and mass transfer devices.

The calculations performed according to the equations of the proposed model show satisfactory agreement with the experimental data. When estimating the relative velocities of the particle in the unloading part of the vortex apparatus, it is obvious that the use of equations for laminar flow, which are traditionally used in calculations, leads to significant errors.

References

- [1] Abramovich G.N. (1974). Turbulentnoy smesheniye gazovykh struy [Turbulent mixing of gas jets]. M.: Nauka [in Russian].
- [2] Krashennikov S.YU. (1972). K raschetu osesimmetrichnykh zakruchennykh i nezakruchennykh turbulentnykh struy [Calculation of axisymmetric swirling and non-swirling turbulent jets]. *Izv. AN SSSR, MZHKH*. № 3, P. 78–83 [in Russian].
- [3] Abramovich G.N., Kuz'mich V.B., Sekundov A.N., Smirnova I.P. (1972). Eksperimental'noye i raschetnoye issledovaniye sverkhzvukovoy pristenochnoy strui v sputnom sverkhzvukov potoke [Experimental and computational study of a supersonic near-wall jet in a cocurrent supersonic flow]. *Izv. AN SSSR, MZHKH*. № 4. P. 132–144 [in Russian].
- [4] Koval' V.P. (1972). Raspredeleniye skorostey i davleniya zhidkosti v vikhrevoy kamere [The distribution of the velocities and pressure of the liquid in the vortex chamber]. *Teploenergetika - Heat power engineering*, № 2, P. 25–28 [in Russian].
- [5] Koval' V.P. (1972). Gidravlicheskaya kharakteristika tsentrobezhnoy forsunki [Hydraulic characteristic of a centrifugal nozzle]. *Teploenergetika - Heat power engineering*, № 5, P. 31–34 [in Russian].
- [6] Nigmatulin R.I. (1987). Dinamika mnogofaznykh sred [Dynamics of multiphase media]. M.: Nauka. 1 part, [in Russian].
- [7] Nigmatulin R.I. (1987). Dinamika mnogofaznykh sred [Dynamics of multiphase media]. M.: Nauka. 2 part, [in Russian].