

**К СОСТАВЛЕНИЮ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ И УРАВНЕНИЙ  
ДИНАМИКИ ЗЕРНОВОЙ СМЕСИ НА ТАРЕЛЬЧАТОМ  
РАЗБРАСЫВАТЕЛЕ ВИБРОЦЕНТРОБЕЖНОГО СЕПАРАТОРА**

**Л.Н. Тищенко, д.т.н., проф., чл.-кор. НААНУ, М.В. Слипченко, ассистент**

*Харьковский национальный технический университет  
сельского хозяйства им. Петра Василенко*

Складені граничні умови та рівняння динаміки зернової суміші, що очищується, на тарільчастому розкидачі з урахуванням конкретного виду його поверхні. Отримані теоретичні передумови для встановлення закономірностей та підвищення ефективності очистки зернової суміші повітряним потоком при її сході з розкидувача.

**Постановка проблеми.** Одним из направлений повышения эффективности очистки зерновых смесей (ЗС) от легких примесей виброцентробежными сепараторами ОАО "Вибросепаратор" (г. Житомир) является улучшение воздушной очистки. Для этого разработано новое веерно-кольцевое конусно-каскадное пневмосепарирующее устройство с воздухопроницаемой конусно-каскадной поверхностью [1-3]. Составление уравнений динамики очищаемой ЗС требует определения граничных условий.

**Формулировка целей статьи.** Определение граничных условий и составление уравнений динамики ЗС на тарельчатом разбрасывателе (ТР) виброцентробежного сепаратора.

**Основная часть.** ЗС с примесями скользит вдоль по твердой стенке ТР. Тогда выполняется кинематическое условие непроникновения смеси через эту стенку  $S_2$  [4]:

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0. \quad (1)$$

Помимо этого, необходимо учитывать действие сил трения на стенке ГР. Будем рассматривать, так называемые, «быстрые движения» сыпучей среды [5]. При таком движении среда испытывает сопротивление трения скольжения [6]. При этом имеет место касательная составляющая силы трения  $T$ , удовлетворяющая закону сухого трения Кулона:

$$T = f_e N. \quad (2)$$

В терминах механики сплошной среды формулу (2) можно записать через тензор напряжений [4]. Напряжения  $\vec{p}$  на поверхности  $S_2$  связаны с тензором напряжений соотношением Коши:

$$\begin{aligned} \vec{p} &= p^j \vec{E}_j(r, \varphi, 0) = p^\alpha \vec{e}_\alpha + p^3 \vec{n} = \\ &= \vec{n} \cdot \hat{\sigma} = n_i \sigma^{ij} \vec{E}_j(r, \varphi, 0) = \sigma^{3\alpha} \vec{e}_\alpha + \sigma^{33} \vec{n}, \end{aligned} \quad (3)$$

$(n = 0),$

где суммирование по повторяющимся латинским индексам осуществляется от 1 до 3, а по греческим от 1 до 2. В разложениях вектора напряжений по базису криволинейной системы координат первое слагаемое  $p^\alpha \vec{e}_\alpha$  ( $T = |p^\alpha \vec{e}_\alpha|$ ) соответствует касательной составляющей, второе  $p^3 \vec{n}$  ( $N = |p^3|$ ) - нормальной. Тогда из (3) вытекает равенство:

$$\left( \sigma^{3\alpha} \vec{e}_\alpha \cdot \sigma^{3\beta} \vec{e}_\beta \right)^{1/2} = \left( a_{\alpha\beta} \sigma^{3\alpha} \sigma^{3\beta} \right)^{1/2} = f_e |\sigma^{33}|, \quad (4)$$

которое с учетом конкретного вида поверхности  $S_2$  можно записать в виде:

$$\left[ \left( 1 + Z'^2 \right) \left( \sigma^{31} \right)^2 + r^2 \left( \sigma^{32} \right)^2 \right]^{1/2} = f_e |\sigma^{33}|, \quad (n = 0). \quad (5)$$

Составим условия равновесия на свободной поверхности ЗС  $S_1$  (рис.1). В криволинейной системе координат  $(r, \varphi, n)$  поверхность  $S_1$  определим уравнением:

$$h(t, r, \varphi) - n = 0. \quad (6)$$

Дифференцирование по времени данного соотношения приводит к уравнению:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{dr}{dt} \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial h}{\partial \varphi} - \frac{dn}{dt} \equiv \frac{\partial h}{\partial t} + V^1 \frac{\partial h}{\partial r} + V^2 \frac{\partial h}{\partial \varphi} - V^3 = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) представляет собой кинематическое условие на свободной поверхности  $S_1$ . Это условие содержит контравариантные компоненты вектора скорости  $\vec{V} = V^i(r, \varphi) \vec{E}_i(r, \varphi, h(t, r, \varphi))$  точек поверхности  $S_1$ . Для однозначного определения поверхности  $S_1$  достаточно знать нормальную составляющую этой скорости. В дальнейшем примем  $\vec{V} = \vec{n}_1 V$ , тогда  $V^1 = V^2 = 0$ , и граничное условие (7) упрощается и принимает вид:

$$\frac{\partial h}{\partial t} - V = 0. \quad (8)$$

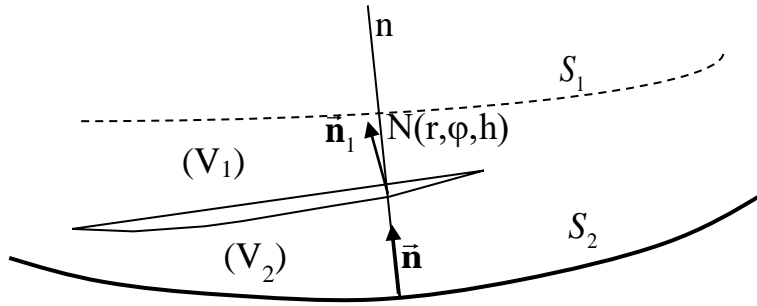


Рис.1. К составлению граничных условий

Еще одну группу граничных условий дают уравнения динамики сплошной среды. Это, так называемые, динамические условия [4,7]:

$$\begin{aligned} \langle \rho(v_n - V) \rangle &= 0, \quad (n = h), \\ \langle \rho(\vec{v} - \vec{V})(v_n - V) - \vec{n}_1 \cdot \hat{\sigma} \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Угловые скобки обозначают скачок соответствующей функции при переходе из области  $V_2$  в область  $V_1$  через поверхность раздела сред  $S_1$  ( $\langle f \rangle = f_1 - f_2$ ).

Поток ЗС, падающий на поверхность  $S_1$  в направлении действия силы тяжести  $\vec{g}$ , представляет собой совокупность слабо взаимодействующих между собой частиц. Поэтому тензор напряжений для такой среды тождественно равен

нулю  $\hat{\sigma}_1 \equiv 0$ . Пусть  $\rho_1, \vec{v}_1$  - плотность и скорости потока падающей смеси. Тогда (9) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \rho_1 v_{1n} - \rho_2 v_{2n} - (\rho_1 - \rho_2)V &= 0, \quad (n = h), \\ \rho_1(\vec{v}_1 - \vec{n}_1 V)(v_{1n} - V) - \rho_2(\vec{v}_2 - \vec{n}_1 V)(v_{1n} - V) + \vec{n}_1 \cdot \hat{\sigma} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Запишем векторное уравнение поверхности  $S_1$ :

$$\vec{r} = \vec{R}_1(r, \varphi) = \vec{R}_0(r, \varphi) + h(t, r, \varphi)\vec{n}(r, \varphi). \quad (11)$$

Базисные вектора  $\vec{T}_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2$ ) поверхности  $S_1$  определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \vec{T}_1 &= \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} = \frac{\partial \vec{R}_0}{\partial r} + \frac{\partial h}{\partial r} \vec{n} + h \frac{\partial \vec{n}}{\partial r} = \vec{e}_1 + h \frac{\partial \vec{n}}{\partial r} + \frac{\partial h}{\partial r} \vec{n}; \\ \vec{T}_2 &= \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} = \frac{\partial \vec{R}_0}{\partial \varphi} + \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{n} + h \frac{\partial \vec{n}}{\partial \varphi} = \vec{e}_2 + h \frac{\partial \vec{n}}{\partial \varphi} + \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{n}, \end{aligned} \quad (12)$$

а вектор единичной нормали соотношением:

$$\vec{n}_1 = \frac{\vec{T}_1 \times \vec{T}_2}{|\vec{T}_1 \times \vec{T}_2|}. \quad (13)$$

Из этих соотношений видно, что вектора  $\vec{T}_1, \vec{T}_2, \vec{n}_1$  с точностью до малых первого порядка по  $h$  совпадают с векторами  $\vec{E}_1(r, \varphi, 0), \vec{E}_2(r, \varphi, 0), \vec{n}(r, \varphi) = \vec{E}_3(r, \varphi, 0)$ .

Запишем (10) с точностью до малых первого порядка по  $h$ :

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1^3 - \rho_2 v_2^3 - (\rho_1 - \rho_2)V &= 0, \quad (n = h), \\ \rho_1(v_1^3 - V)^2 - \rho_2(v_2^3 - V)^2 + \sigma^{33} &= 0, \\ \rho_1(v_1^3 - V)v_1^1 - \rho_2(v_2^3 - V)v_2^1 + \sigma^{31} &= 0, \\ \rho_1(v_1^3 - V)v_1^2 - \rho_2(v_2^3 - V)v_2^2 + \sigma^{32} &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Рассмотрим область  $V_2$  (рис.2) течения ЗС по ТР:  $d_0/2 \leq r \leq D_1/2$ ,  $0 \leq \varphi \leq \beta_1$ ,  $0 \leq n \leq h(t, r, \varphi)$ . Обозначим через  $S_p$  сечение указанной области координатной поверхностью  $r = const = r_p$ . Векторное задание данной поверхности имеет вид:

$$\vec{r}_p = \vec{r}_p(\varphi, n) = (r_p \cos \varphi, r_p \sin \varphi, n) \quad (15)$$

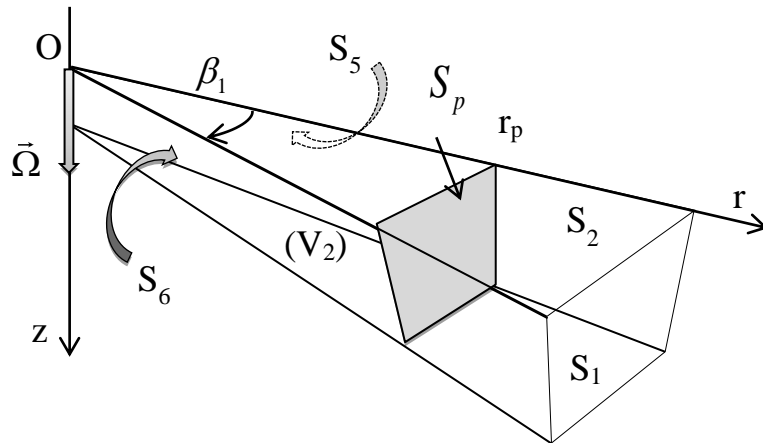


Рис. 2. К определению области  $V_2$

Элемент площади данной поверхности определяется в виде [8,9]:

$$dS = |d_{(1)}\vec{r}_p \times d_{(2)}\vec{r}_p| = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial n} \right| d\varphi dn =$$

$$= \left| \left[ \left( -r \sin \varphi + \frac{nZ' \sin \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right) \vec{e}_x + \left( r \cos \varphi - \frac{nZ' \cos \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right) \vec{e}_{yz} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \left[ \left( -\frac{Z' \cos \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right) \vec{e}_x + \left( -\frac{Z' \sin \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right) \vec{e}_y + \left( \frac{1}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right) \vec{e}_z \right] \right|.$$

С точностью до малых порядка  $\sim o(n)$  последнее выражение принимает

вид:

$$dS = r.$$

Введем неинерциальную подвижную систему координат  $K'$ , жестко связанную с вращающимся ТР с постоянной угловой скоростью  $\vec{\Omega}$  (рис.2) ТР. Абсолютная скорость  $\vec{v}^0$  и абсолютное ускорение  $\vec{w}^0$  частицы сплошной среды согласно теоремам сложения скоростей и ускорений представляют собой векторную сумму переносных скорости  $\vec{v}^e$  и ускорения  $\vec{w}^e$ , относительных скорости  $\vec{v}$  и ускорения  $\vec{w}$ , кориолисова ускорения  $\vec{w}^c$ :

$$\begin{aligned}
\vec{v}^0 &= \vec{v}^e + \vec{v}; \\
\vec{w}^0 &= \vec{w}^e + \vec{w}^c + \vec{w} = \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{w} = \\
&= \vec{\Omega}(\vec{\Omega} \cdot \vec{r}) - \Omega^2 \vec{r} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{w}.
\end{aligned} \tag{16}$$

Здесь присутствуют векторное и скалярное произведения векторов  $\vec{\Omega}, \vec{r}$ , которые необходимо записать в криволинейной системе координат  $(r, \varphi, n)$ :

$$\begin{aligned}
\vec{\Omega} &= \Omega \vec{e}_z; \\
\vec{r} &= \vec{R}_0 + n \vec{n} = \\
&= \left[ r \cos \varphi - \frac{nZ' \cos \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right] \vec{e}_x + \left[ r \sin \varphi - \frac{nZ' \sin \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right] \vec{e}_y + \left[ Z + \frac{n}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right] \vec{e}_z.
\end{aligned}$$

Уравнения динамики ЗС выражающие закон сохранения массы [4] с учетом конкретных значений геометрии ТР принимают вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r \sqrt{(Z'^2 + 1)}} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sqrt{(Z'^2 + 1)} \varepsilon_\alpha (\vec{v}_\alpha + \vec{\Omega} \times \vec{r})^1 \right) + \\
+ \frac{\partial \varepsilon_\alpha (\vec{v}_\alpha + \vec{\Omega} \times \vec{r})^2}{\partial \varphi} + \frac{\partial \varepsilon_\alpha (\vec{v}_\alpha + \vec{\Omega} \times \vec{r})^3}{\partial n} = 0, \\
(\alpha = 1, 2);
\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \varepsilon_1 \vec{v}_1}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_1^0} \operatorname{div} \left( \hat{\sigma}_1 - \rho_1^0 \varepsilon_1 \vec{v}_1 \vec{v}_1 \right) + \varepsilon_1 \vec{g} - \\
&\quad - \varepsilon_1 \left[ \vec{\Omega}(\vec{\Omega} \cdot \vec{r}) - \Omega \vec{r} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_1 \right]; \\
\frac{\partial \varepsilon_2 \vec{v}_2}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_2^0} \operatorname{div} \left( \rho_2^0 \varepsilon_2 \vec{v}_2 \vec{v}_2 \right) + \frac{9\mu_1 \varepsilon_2}{2a^2 \rho_2^0} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) + \varepsilon_2 \vec{g} - \\
&\quad - \varepsilon_2 \left[ \vec{\Omega}(\vec{\Omega} \cdot \vec{r}) - \Omega \vec{r} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_2 \right].
\end{aligned} \tag{18}$$

С точностью до членов порядка  $\sim o(n)$  по векторам исходного базиса [8] строятся вектора взаимного базиса  $\vec{E}^1, \vec{E}^2, \vec{E}^3$ :

$$\vec{E}^1 = \frac{\vec{E}_2 \times \vec{E}_3}{\sqrt{\vec{E}_1 \cdot (\vec{E}_2 \times \vec{E}_3)}} = \left( \frac{\cos \varphi}{Z'^2 + 1}, \frac{\sin \varphi}{Z'^2 + 1}, \frac{Z'}{Z'^2 + 1} \right);$$

$$\begin{aligned}\vec{E}^2 &= \frac{\vec{E}_3 \times \vec{E}_1}{\sqrt{\vec{E}_1 \cdot (\vec{E}_2 \times \vec{E}_3)}} = \left( -\frac{\sin \varphi}{r}, \frac{\cos \varphi}{r}, 0 \right); \\ \vec{E}^3 &= \frac{\vec{E}_1 \times \vec{E}_2}{\sqrt{\vec{E}_1 \cdot (\vec{E}_2 \times \vec{E}_3)}} = \left( -\frac{Z' \cos \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}}, -\frac{Z' \sin \varphi}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}}, \frac{1}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}} \right).\end{aligned}\quad (19)$$

Тогда контравариантные компоненты векторов  $\vec{\Omega}$ ,  $\vec{\Omega} \times \vec{r}$  и  $\vec{\Omega} \times \vec{v}$  имеют вид:

$$\begin{aligned}\Omega^1 &= \Omega \frac{Z'}{Z'^2 + 1}, \quad \Omega^2 = 0, \quad \Omega^3 = \Omega \frac{Z'}{\sqrt{Z'^2 + 1}}; \\ (\vec{\Omega} \times \vec{r})^1 &= 0, \quad (\vec{\Omega} \times \vec{r})^2 = \Omega, \quad (\vec{\Omega} \times \vec{r})^3 = 0; \\ (\vec{\Omega} \times \vec{v})^1 &= -\Omega \frac{r v^2}{Z'^2 + 1}, \quad (\vec{\Omega} \times \vec{v})^2 = \Omega \left[ \frac{v^1}{r} - \frac{v^3 Z'}{r \sqrt{Z'^2 + 1}} \right], \\ (\vec{\Omega} \times \vec{v})^3 &= \Omega \frac{r Z' v^2}{\sqrt{(Z'^2 + 1)}},\end{aligned}\quad (20)$$

а скалярное произведение  $\vec{\Omega} \cdot \vec{r}$  будет равно:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{r} = \Omega Z. \quad (21)$$

В дальнейшем будем рассматривать стационарное движение среды. В этом случае слагаемые, содержащие частные производные по времени, обращаются в нуль. С учетом всего вышесказанного, (17), (18) запишем в виде:

$$\frac{1}{r \sqrt{(Z'^2 + 1)}} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sqrt{(Z'^2 + 1)} \varepsilon_\alpha v_\alpha^1 \right) + \frac{\partial \varepsilon_\alpha (v_\alpha^2 + \Omega)}{\partial \varphi} + \frac{\partial \varepsilon_\alpha v_\alpha^3}{\partial n} = 0, \quad (22)$$

$$(\alpha = 1, 2);$$

$$\begin{aligned}& \frac{1}{\rho_1^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\sigma^{11} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^1) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sigma^{21} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^2 v_1^1) + \frac{\partial}{\partial n} (\sigma^{13} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^1) + \right. \\ & \left. + A_{11} (\sigma^{11} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^1) - A_{13} (\sigma^{13} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^1) - A_{22} (\sigma^{22} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^2 v_1^2) \right] + \\ & + \varepsilon_1 g \frac{Z'}{Z'^2 + 1} - \varepsilon_1 \left[ \Omega^2 \frac{Z Z'}{Z'^2 + 1} - \Omega^2 r \cos \varphi - 2 \Omega \frac{r v_1^2}{Z'^2 + 1} \right] = 0;\end{aligned}$$

$$\frac{1}{\rho_1^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\sigma^{12} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^2) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sigma^{22} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^2 v_1^2) + \frac{\partial}{\partial n} (\sigma^{23} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^2) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& +B_{12}(\sigma^{12} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^2) - B_{23}(\sigma^{23} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^2) \Big] - \\
& - \varepsilon_1 \left[ -\Omega^2 r \sin \varphi + 2\Omega \left( \frac{v_1^1}{r} - \frac{Z'}{r\sqrt{Z'^2 + 1}} v_1^3 \right) \right] = 0; \tag{23}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\rho_1^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\sigma^{13} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^3) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sigma^{23} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^2 v_1^3) + \frac{\partial}{\partial n} (\sigma^{33} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^3) + \right. \\
& + C_{11} (\sigma^{11} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^1) + C_{13} (\sigma^{13} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^1 v_1^3) + \\
& + C_{22} (\sigma^{22} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^2 v_1^2) - C_{33} (\sigma^{33} - \rho_1^0 \varepsilon_1 v_1^3 v_1^3) \Big] + \\
& + \varepsilon_1 g \frac{Z'}{\sqrt{Z'^2 + 1}} - \varepsilon_1 \left[ \Omega^2 \frac{ZZ'}{Z'^2 + 1} - \Omega^2 r \cos \varphi - 2\Omega \frac{rZ' v_1^2}{\sqrt{Z'^2 + 1}} \right] = 0; \\
& \frac{1}{\rho_2^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^1 v_2^1) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^2 v_2^2) + \frac{\partial}{\partial n} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^3 v_2^1) + \right. \\
& + A_{11} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^1 v_2^1) \varepsilon_2 v_2^1 v_2^1 - A_{13} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^3 v_2^1) \varepsilon_2 v_2^3 v_2^1 \\
& - A_{22} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^2 v_2^2) \varepsilon_2 v_2^2 v_2^2 \Big] + \frac{9\mu_1 \varepsilon_2}{2a^2 \rho_2^0} (v_1^1 - v_2^1) + \\
& + \varepsilon_2 g \frac{Z'}{Z'^2 + 1} - \varepsilon_2 \left[ \Omega^2 \frac{ZZ'}{Z'^2 + 1} - \Omega^2 r \cos \varphi - 2\Omega \frac{r v_2^2}{Z'^2 + 1} \right] = 0; \\
& \frac{1}{\rho_2^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^1 v_2^2) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^2 v_2^2) + \frac{\partial}{\partial n} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^3 v_2^2) + \right. \\
& + B_{12} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^1 v_2^2) - B_{23} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^3 v_2^2) \Big] + \\
& + \frac{9\mu_1 \varepsilon_2}{2a^2 \rho_2^0} (v_1^2 - v_2^2) - \varepsilon_2 \left[ -\Omega^2 r \sin \varphi + 2\Omega \left( \frac{v_2^1}{r} - \frac{Z'}{r\sqrt{Z'^2 + 1}} v_2^3 \right) \right] = 0; \tag{24} \\
& \frac{1}{\rho_2^0} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^1 v_2^3) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^2 v_2^3) + \frac{\partial}{\partial n} (-\rho_2^0 \varepsilon_2 v_2^3 v_2^3) \right] + \\
& C_{11} (\varepsilon_2 v_2^1 v_2^1) + C_{13} (\varepsilon_2 v_2^1 v_2^3) + C_{22} (\varepsilon_2 v_2^2 v_2^2) - C_{33} (\varepsilon_2 v_2^3 v_2^3) \Big] + \\
& + \frac{9\mu_1 \varepsilon_2}{2a^2 \rho_2^0} (v_1^3 - v_2^3) + \varepsilon_2 g \frac{Z'}{\sqrt{Z'^2 + 1}} - \varepsilon_2 \left[ \Omega^2 \frac{ZZ'}{Z'^2 + 1} - \Omega r \cos \varphi - 2\Omega \frac{rZ' v_2^2}{\sqrt{Z'^2 + 1}} \right] = 0.
\end{aligned}$$

**Выводы.** Составлены граничные условия и уравнения динамики ЗС по ТР с учетом конкретного вида его поверхности. Исследование полученных уравнений необходимо для установления закономерностей и повышения



ефективності очистки ЗС воздушним потоком при її сході с ТР.

### Список литературы

1. Пат. 50587 Україна, МПК<sup>9</sup> В07В 1/00, В07В 4/00. Вібровідцентровий сепаратор / Тищенко Л.М., Пастушенко М.Г., Харченко С.О., Слипченко М.В.; заявник та власник Харківський національний технічний університет сільського господарства ім. Петра Василенка. №и 201000743; заявл. 26.01.10; опубл. 10.06.10, Бюл. №11/2010.
2. *Тищенко Л.Н., Слипченко М.В.* К исследованию динамики продуваемого слоя зерновой смеси / Л.Н. Тищенко, М.В. Слипченко // *Праці Таврійського державного агротехнологічного університету: ТДАТУ, Вип. 10 - Т.7 - Мелітополь, 2010. – С. 201-209.*
3. *Тищенко Л.Н., Слипченко М.В.* Динамика извлечения легких примесей пневмосепарирующим устройством виброцентробежного сепаратора / Л.Н. Тищенко, М.В. Слипченко // *Вібрації в техніці та технологіях, № 1 (61), 2011. – С. 186-193.*
4. *Тарапов И.Е.* Механика сплошной среды. / И.Е. Тарапов - В 3 ч., Ч.2: Общие законы кинематики и динамики. Харьков: Золотые страницы, 2002. - 516 с.
5. *Сэвидж С.* Гравитационное течение несвязанных гранулированных материалов. / С. Сэвидж – В кн. Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений. М.: Мир, 1985. – с.86-146.
6. *Цытович Н.А.* Механика грунтов. / Н.А. Цытович – М.: Гос.издат. лит. по строительству, архитект. и стройматер, 1963. – 636 с.
7. *Седов Л.И.* Механика сплошных сред. / Л.И. Седов – Т. 1. М.: Наука. - 1976. - 536 с.
8. *Мак-Коннел А.Дж.* Введение в тензорный анализ. / А.Дж. Мак-Коннел - М.: Физматгиз, 1963. - 412 с.
9. *Тарапов И.Е., Борисенко А.И.* Механика сплошной среды. / И.Е. Тарапов, А.И. Борисенко – В 3 ч. Ч.1: Векторный анализ и начала

тензорного исчисления. Харьков: Золотые страницы, 2003. - 320 с.

**К составлению граничных условий и уравнений динамики зерновой смеси на тарельчатом разбрасывателе виброцентробежного сепаратора**

Л.Н. Тищенко, М.В. Слипченко

*Составлены граничные условия и уравнения динамики очищаемой зерновой смеси на тарельчатом разбрасывателе с учетом конкретного вида его поверхности. Получены теоретические предпосылки для установления закономерностей и повышения эффективности очистки зерновой смеси воздушным потоком при ее сходе с разбрасывателя.*

**For a compilation of the boundary conditions and dynamics equations of the grain mixture on poppet spreader of vibrocentrifugal separator.**

L. N. Tishchenko, M.V. Slipchenko

*Border terms and dynamics equations of the clearing grain mixture on the poppet spreader are defined taking into account its specific surface. Theoretical background for the establishment of laws, and enhance the effectiveness of grain mixture cleaning by air stream are obtained with its moving throw spreader.*