

ЛИТЕРАТУРА

1. Сакун В. А. Об основных положениях теории развития мобильной сельскохозяйственной техники // Вестник сельскохозяйственной науки. – 1982. – № 9. – С. 94–103.
2. Подскребко М. Д., Мисуно О. И. Производительность пахотного агрегата на основе МЭС // Техника в сельском хозяйстве. – 1991. – № 3.
3. Мисуно О. И. Влияние скорости движения и ширины захвата плуга на энергетические и качественные показатели агрегата на основе МЭС // Совершенствование почвообрабатывающих машин и агрегатов : сборник научных трудов. – Горки, 1990.

УДК 621.928.6

О ДВИЖЕНИИ МАТЕРИАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ КОМБИКОРМА

*Бойко И. Г., профессор, канд.
техн. наук;
Семенцов В. И., магистр*

*(Харьковский национальный технический университет
сельского хозяйства им. Петра Василенко, г. Харьков, Украина)*

При расчете и конструировании кормораздатчиков, дозаторов, смесителей, питателей и других машин для животноводства возникает необходимость определения кинематических параметров потока кормовых материалов, который движется в псевдоожигенном слое другого вида корма. Так, в предлагаемом смесителе [8] перераспределение ингредиентов смешиваемых материалов осуществляется за счет внедрения вводимых компонентов в основной, который находится в псевдоожигенном состоянии. Поэтому при проектировании рабочих органов смесителя необходимо определить их кинематические и конструктивные параметры, которые обеспечат качественное выполнение процесса смешивания с учетом вышеизложенного.

Наиболее фундаментально процессы движения материальных частиц в сопротивляющейся среде рассмотрены академиками П. М. Василенко [2] и П. М. Заикой [4], которые в качестве сопротивляющейся

среды принимали воздушную среду. В работах Л. М. Куцына [7] и В. А. Волкова [3] также предложены теоретические уравнения движения частиц в воздушной среде без учета движения самой среды.

Основная масса материала, которую в дальнейшем будем называть слоем S , движется в вертикальном направлении под действием силы тяжести вдоль стенок кругового цилиндрического сосуда. Внутри сосуда в горизонтальной плоскости расположен вращающийся диск D с криволинейными каналами L в нем (рис. 1).

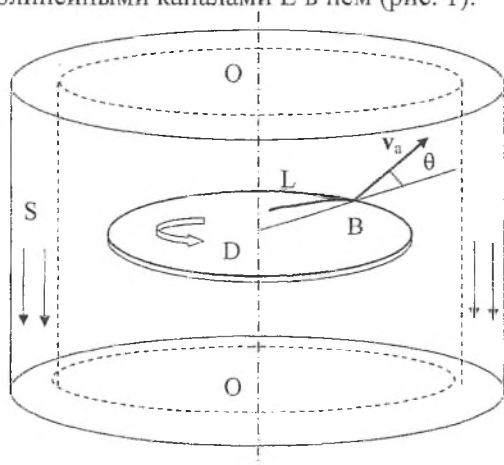


Рис. 1. Схема работы центробежного смесителя

За счет центробежных сил частицы внедряемого материала движутся по каналам, вылетают из них со скоростью v_a под углом θ по отношению к радиусу диска. Встречаясь со слоем S , частицы массой m за счет собственной кинетической энергии проникают внутрь слоя. При этом на них действуют две силы: сила тяжести mg и сила сопротивления материала слоя $F_{сопр}$. Сопротивление слоя приводит к тому, что частица внутри слоя тормозится.

При смешивании материалов требуется, чтобы внедряемый материал равномерно распределялся по слою. В связи с этим возникает задача определения динамики частицы, проникающей в слой. Требуется определить глубину проникновения ее в слой в зависимости от начальной скорости v_a и угла θ .

Движущийся слой S представляет собой достаточно плотную совокупность твердых частиц, движение которых начинается от верха цилиндра. При этом частицы слоя вносятся посредством колеблющегося решета, что приводит к тому, что слой не будет плотно упаков-

ванным материалом. Частицы слоя располагаются на некотором расстоянии друг от друга, относительные скорости их по отношению друг к другу будут незначительными. Движение частиц происходит в воздухе, однако их скорость относительно воздуха при этом невелика. Данные соображения говорят в пользу того, что движущийся слой можно рассматривать как двухфазную среду, где несущей фазой является воздух, а дисперсной средой являются частицы материала слоя [6,10].

Слой, представляющий собой двухфазную среду, можно рассматривать как два взаимопроникающих взаимодействующих между собой континуума [6], каждый из которых описывается своей системой дифференциальных уравнений механики сплошных сред [9]. Основной проблемой в динамике многофазных сред является установление реологических законов, учитывающих как взаимодействие частиц одной и той же фазы, так и взаимодействие между фазами. Самых общих закономерностей в этой области не существует в силу разнообразия рассматриваемых сред. Применительно к конкретной рассматриваемой среде выбирается соответствующая модель [10].

В нашем случае плотность несущей среды (газа) мала по сравнению с плотностью материала дисперсной среды (частицы слоя), относительные скорости частиц и газа малы. Поэтому влиянием газа на движение частиц слоя можно пренебречь. В силу упорядоченного движения самих частиц слоя в вертикальном направлении под действием силы тяжести и отсутствия каких-либо факторов, способствующих перемешиванию частиц, можно считать, что частицы слоя между собой не сталкиваются, либо эти столкновения не оказывают существенного влияния на характер движения слоя. Это приводит к тому, что внутренними силами в слое можно пренебречь и рассматривать слой как сплошную среду невзаимодействующих между собой частиц [9]. Кроме того, в данном случае можно пренебречь тепловыми эффектами, возникающими в слое, считать процессы, протекающие в нем, изотермическими. В этом случае для описания динамики слоя достаточно привлечь два закона механики сплошных сред: закон сохранения массы и закон изменения импульсов. Эти два закона приводят к двум уравнениям в частных производных

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0; \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= \rho \mathbf{g}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность слоя;
 v — скорость среды;
 g — ускорение свободного падения.

Будем рассматривать случай, когда толщина слоя h существенно меньше радиуса цилиндра R : $h \ll R$. Тогда можно рассматривать проникновение частиц вносимого материала в плоский слой (рис. 2).

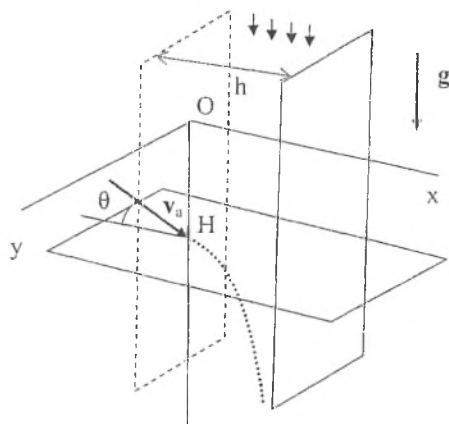


Рис. 2. Схема проникновения частиц вносимого материала в плоский слой

Введем декартову систему координат (x, y, z) так, чтобы начало координат лежало на поверхности слоя, ось Oz была направлена вертикально вниз, а ось Ox направлена перпендикулярно плоскости слоя.

Частицы слоя вносятся равномерным потоком выше плоскости xOy на расстоянии H от нее. Поэтому поток частиц можно считать одномерным, скорости его направлены вдоль оси z : $v = (0, 0, v(z))$.

В этом случае уравнения (1) принимают следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [v(z) \rho(z)] &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} v \right) &= \rho g \end{aligned} \quad (2)$$

Мы не рассматриваем переходные процессы, наблюдаемые в начале просеивания частиц слоя. Поэтому можно считать процесс стационарным. В этом случае частные производные в уравнениях (2) равняются нулю. После сокращения общего ненулевого множителя ρ

в обеих частях второго уравнения (2) и учета того, что разыскиваемые функции зависят от одной переменной z , приходим к следующей системе нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z}(\rho v) &= 0; \\ v \frac{\partial}{\partial z} v &= g.\end{aligned}\quad (3)$$

Данные уравнения могут быть проинтегрированы. А именно, из первого уравнения следует, что

$$\rho v = \text{const}, \quad (4)$$

из второго

$$v^2/2 = gz + \text{const}. \quad (5)$$

Появляющиеся здесь константы определяются из граничных условий, задаваемых в начале потока при $z = 0$ (в том месте, где частицы просеиваются через решетку). В качестве граничного условия зададим производительность решета в виде объемной плотности потока J_c , которая определяет массу вещества, проходящего через единицу площади поверхности в нормальном направлении за единицу времени [11]

$$\rho v = J_c \quad (z = 0). \quad (6)$$

Помимо этого необходимо задать либо скорость v при $z = 0$, либо плотность $\rho_0 = \rho(0)$. Примем в дальнейшем в качестве дополнительного условия следующее

$$\rho(0) = \rho_0. \quad (7)$$

Из соотношения (6) следует, что $v(0) = J_c/\rho_0$, что позволяет определить константы в соотношениях (4), (5) и получить выражения для плотности и скорости частиц слоя в виде

$$\begin{aligned}\rho(z) &= \frac{\rho_0}{\sqrt{1 + z/z^*}}, \\ v(z) &= 2\sqrt{g(z+z^*)},\end{aligned}\quad (8)$$

где

$$z^* = \frac{J_c^2}{2g\rho_0^2}. \quad (9)$$

Формулы (8) говорят о том, что частицы слоя движутся вниз вдоль оси z с ускорением, плотность слоя с его продвижением асимптотически стремится к нулю.

Частица внедряемого материала на поверхности слоя имеет абсолютную скорость u_a , лежащую в плоскости диска и направленную под углом θ по отношению к нормали к поверхности слоя (рис. 2). На эту частицу внутри слоя действуют силы сопротивления $F_{\text{сопр}}$ и си-

ла тяжести. В случае двухфазной среды, каковой является слой, сила сопротивления в основном представлена силой сопротивления Стокса [6]. Характер этой силы зависит от числа Re Рейнольдса задачи, определяемого соотношением [11]

$$Re = \frac{v^* l^*}{\nu}, \quad (10)$$

где v^* – характерная скорость движения частицы;

l^* – характерный линейный размер частицы;

$\nu = \mu/\rho$ – кинематическая вязкость среды, в которой движется частица, μ – динамическая сдвиговая вязкость, ρ – плотность слоя.

Выше было принято предположение об отсутствии взаимодействия между частицами слоя, а это означало бы и отсутствие вязкости в такой среде. Однако внедряемая частица движется относительно слоя с конечной скоростью, что приводит к взаимодействию со слоем. Это взаимодействие носит характер вязкого трения.

Для приблизительной оценки числа Рейнольдса в нашей задаче возьмем в качестве данных соответствующие характеристики воздуха: $\mu = 1,8 \cdot 10^{-5}$ кг/м·с; $\rho = 1,3$ кг/м³. $Av^* \approx 5$ м/с; $l^* \approx 0,001$ м, соответствующие реальным скоростям и размерам частиц. Тогда $Re \approx 650$. В этом случае эмпирически устанавливаемая зависимость силы Стокса от скорости движения частицы v в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 600 \div 2105$ имеет вид [10]

$$|F_{cm}| = K_f C_D \frac{1}{2} S_{ам} \rho w^2, \quad (11)$$

где C_D – коэффициент сопротивления, согласно теории Ньютона равный $\approx 0,44$;

$S_{ам}$ – миделево сечение частицы, в случае сферической частицы равно πa^2 ;

K_f – коэффициент, учитывающий отличие формы частицы от сферической ($K_f \approx 1$);

w – относительная скорость частицы.

Можно заметить, что сила сопротивления в формуле (10) не приводит к остановке движущейся частицы в среде, частица асимптотически стремится к состоянию покоя, если никакие другие силы не действуют на нее. Реально частица в равномерно движущемся потоке останавливается за конечное время. Это говорит о том, что помимо силы сопротивления Стокса на частицу действует дополнительная сила сопротивления, аналогичная силе сухого трения Кулона. Введем силу внутреннего трения $F_{тр}$ следующим образом. Она действует на движущуюся частицу, направление ее противоположно направлению скорости, величина ее пропорциональна силе давления P со стороны

окружающей (несущей) среды. Так как данная сила связана с лобовым столкновением внедряемой частицы с частицами несущей среды, то будем полагать P пропорциональной площади миделевого сечения $S_{\text{мид}}$ и давлению p со стороны несущей среды. Если при рассмотрении динамики слоя мы пренебрегали взаимодействием частиц слоя между собой (это взаимодействие не влияет на характер движения слоя), то при оказании сопротивления внедряемой частице необходимо учесть такое взаимодействие как влияющее на давление p . Соответствующие соотношения носят эмпирический характер и могут быть записаны следующим образом [6]:

$$\begin{aligned} |\vec{F}_{\text{мр}}| &= f_{\text{мр}} P; \\ P &= S_{\text{мид}} p; \\ p &= p_0 \psi(\alpha_2); \\ p_0 &= 0,92(\gamma_2 - 1) \left(\frac{\rho_1^0}{\rho_2^0} \right)^2 \frac{\rho_1^0 v_0^2}{\eta}; \\ \psi(\alpha_2) &= \frac{\alpha_2^{1/3} (1 - \alpha_2^{1/3})}{(1 - \alpha_2)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $f_{\text{тр}}$ — коэффициент внутреннего трения среды [5];

$\alpha_2 = \rho_2^0 / \rho_2$ — объемная доля частиц слоя;

ρ_1^0 — плотность воздуха;

ρ_2^0 — истинная плотность вещества частиц слоя;

γ_2 — параметр среды, приблизительно равный 1,4;

v_0^2 — относительная скорость газа по отношению к частицам;

η — экспериментальная характеристика материала частиц слоя, учитывающая потери кинетической энергии при неупругом соударении частиц.

С учетом вышеуказанных предположений уравнение динамики внедряемой частицы можно записать в векторной форме

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}_{\text{см}} + \vec{F}_{\text{мр}} + m \vec{g} \quad (12)$$

или в проекциях на оси координат с учетом (10), (11) в скалярной форме

$$\ddot{x} = -C_D \frac{1}{2m} \rho |\vec{u} - \vec{v}| \dot{x} - f_{\text{мр}} P \frac{\dot{x}}{|\vec{u} - \vec{v}|}; \quad (13)$$

$$\ddot{y} = -C_D \frac{1}{2m} \rho |\vec{u} - \vec{v}| \dot{y} - f_{\text{мр}} P \frac{\dot{y}}{|\vec{u} - \vec{v}|}; \quad (14)$$

$$\ddot{z} = -C_D \frac{1}{2m} \rho |\vec{u} - \vec{v}| (\dot{z} - v) - f_{\text{мр}} P \frac{(\dot{z} - v)}{|\vec{u} - \vec{v}|} + g, \quad (15)$$

$$\text{где} \quad |\vec{u} - \vec{v}| = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + (\dot{z} - v)^2} . \quad (16)$$

Начальные условия для поставленной задачи имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} x(0) &= 0; \\ \dot{x}(0) &= v_s \cos \theta; \\ y(0) &= 0; \\ \dot{y}(0) &= v_s \sin \theta; \\ z(0) &= H; \\ \dot{z}(0) &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Задача Коши (13) – (17) представляет собой нелинейную задачу, для ее решения воспользуемся численным методом решения Рунге–Кутты [1].

Результаты численных расчетов динамики внедряемой частицы представлены на рисунках 3–7. Исходные данные для расчета приведены в таблице 1.

Таблица 1. Расчетные данные

Параметр	Значение
$J_{\text{с}}, \text{ кг/м с}$	10
$\rho_0, \text{ кг/м}^3$	200
$H, \text{ м}$	0,25
K_f	1,5
$K_{\text{гб}}$	0,3
η	10^{-3}
$m, \text{ кг}$	10^{-3}
$\rho_2^0, \text{ кг/м}^3$	800
$\omega, \text{ рад}$	25
$R, \text{ м}$	0,03, 0,08, 0,13, 0,17, 0,21, 0,25, 0,3

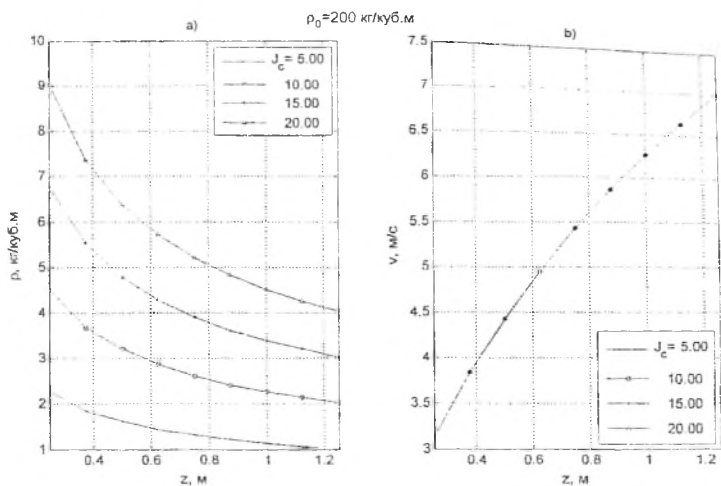


Рис. 3. Графики зависимости от величины z :
а) плотности псевдооживленного слоя; б) скорости потока

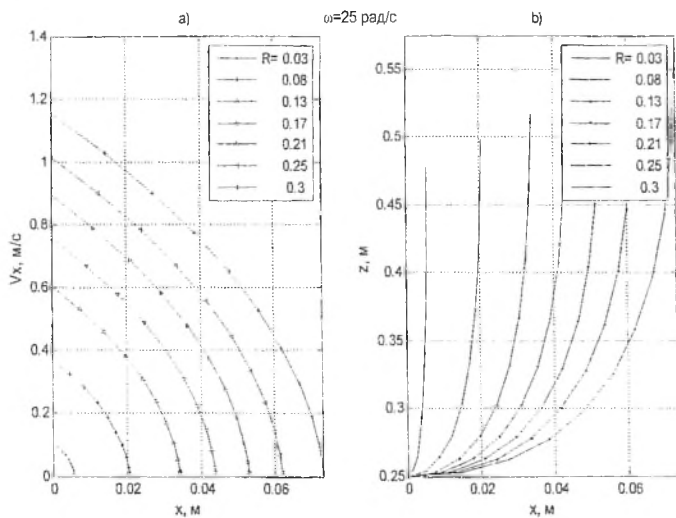


Рис. 4. Графики зависимости:
а) скорости частицы от глубины ее проникновения в слой;
б) проекции траектории частицы на плоскость xOz

В каждом из рассмотренных случаев (рис. 3, 4) условием прекращения вычислений было обращение в нуль x -овой составляющей скорости, т.е. прекращение проникновения частицы вглубь слоя. Од-

нако при этом частица продолжает двигаться в вертикальном направлении под действием силы тяжести и за счет увлечения ее вертикально движущимся слоем (рис. 4, б).

Из анализа предыдущих исследований и публикаций установлено, что движение материальной частицы в сопротивляющейся среде в виде псевдооживленного слоя сыпучего материала рассматривается впервые. С применением законов сохранения массы и изменения импульсов механики сплошных сред разработана математическая модель движения частицы в псевдооживленном слое сыпучего корма. Получены зависимости проникновения частицы в псевдооживленный слой сыпучего материала от абсолютной скорости ее движения и угла схода ее с диска.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березин И. С. Методы вычислений / И. С. Березин, Н. П. Жидков. – Т. 1. – М. : Наука, 1966; Т. 2. – М. : Физматгиз, 1962.
2. Василенко П. М. Введение в земледельческую механику / П. М. Василенко. – К. : Изд-во «Сільгоспосвіта», 1996. – 252 с.
3. Волков В. А. Приближенный расчет движения тел в сопротивляющейся среде // Труды ВИСХОМ. – Вып. 24. – М. : ЦБТИ, 1959. – С. 76–81.
4. Заика П. М. Методические указания к изучению курса лекций «Сельскохозяйственные и мелиоративные машины» / П. М. Заика. – Харьков : Изд-во ХИМЭСХ, 1991. – 62 с.
5. Зенков Р. Л. Механика насыпных грузов / Р. Л. Зенков. – М. : Машиностроение, 1964. – 251 с.
6. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред / Р. И. Нигматулин. – М. : Наука, 1978. – 336 с.
7. О движении частиц комбикорма в воздушной среде / Л. М. Куцын, И. В. Кулаковский, А. Н. Зайцев, А. А. Омельченко // Исследование и конструирование машин для животноводства : труды ВНИИЖИВМАШ. – 1975. – С. 51–56.
8. Патент UA 64665, А 23N 17/00. Центробежный смеситель сыпучих компонентов / И. Г. Бойко, В. И. Семенов. – 2002. – Бюл. № 2.
9. Седов Л. И. Механика сплошных сред / Л. И. Седов. – Т. 1. – М. : Наука, 1976. – 536 с.

10. Соу С. Гидродинамика многофазных систем / С. Соу. – М. : Мир, 1971. – 536 с.

11. Слеттери Дж. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах / Дж. С. Слеттери. – М. : Энергия, 1978. – 448 с.

УДК 636.2:631.3

РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА ДЛЯ МАССАЖА ВЫМЕНИ НЕТЕЛЕЙ

Ужик В. Ф., доктор техн. наук;

Шарко В. И., аспирант

*(Харьковский национальный технический университет
сельского хозяйства им. П. Василенко, г. Харьков, Украина)*

Многими исследователями были сделаны попытки механизировать массаж вымени нетелей. Механизмы, предложенные ими, различны по конструкции и выполняемым операциям. Исследователи заняты поиском новых конструктивно-технологических решений, которые наиболее полно отвечают физиологии животных.

Очевидно, что объединение известных технических решений по разработке массажных устройств в одном механизме, а также поиск новых путей и методов массажа разрешит создать устройство, наиболее адекватно соответствующее ручному массажу, а значит и обладающее высшей эффективностью. Для этого необходимо иметь полное представление об имеющихся разработках массажных механизмов и приспособлений [1].

Известен целый ряд устройств, которые нельзя в полной мере отнести к устройствам для массажа вымени нетелей, поскольку их первичное назначение – стимуляция молокоотдачи коров. Тем не менее эти устройства тем или другим способом осуществляют массаж вымени.

В результате проведенного анализа устройств для массажа вымени большого рогатого скота нами предложена конструкция массажного устройства, которая, на наш взгляд, предоставит возможность наиболее полно развить генетический потенциал животного.