Author credentials**Affiliations**

Lebedev Anatoly – Full Doctor of Technical Sciences, Professor of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Stavropol State Agrarian University”, Russia, Stavropol, e-mail: lebedev.1962@mail.ru.

Pavlyuk Roman – Candidate of Technical Sciences, Associate Professor of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Stavropol State Agrarian University”, Russia, Stavropol, e-mail: roman_pavlyuk_v@mail.ru.

Sabynin Gennady – master's student of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Stavropol State Agrarian University”, Russia, Stavropol.

Chirva Petr – General Director of LLC “Trading House MTZ-Stavropol”, Russia, Stavropol, e-mail: td_mtz-stavropol@mail.ru.

Shibitov Dmitry – First Deputy General Director of LLC “Trading House MTZ-Stavropol”, Russia, Stavropol, e-mail: td_mtz-stavropol@mail.ru.

Поступила в редакцию (Received): 02.11.2020 Принята к публикации (Accepted): 10.12.2020

УДК 681.3:631.333.5

DOI: 10.35887/2305-2538-2020-6-12-21

**ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНОГО НАПОРА ЛОПАСТНОГО РАБОЧЕГО ОРГАНА
НА ТРАЕКТОРИЮ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ГРАНУЛИРОВАННОГО УДОБРЕНИЯ**

¹Шварц Анатолий Адольфович

¹Шварц Сергей Анатольевич

¹Секретарев Александр Петрович

¹Ветров Иван Юрьевич

¹ФГБОУ ВО «Курская государственная сельскохозяйственная академия имени И.И. Иванова»

Реферат. Для получения полной картины движения частиц гранулированного органоминерального удобрения при разбрасывании необходимо изучить процесс влияния воздушного потока на движение частиц, а также учесть сопротивления воздуха. Выбрасываемые гранулы органических и минеральных удобрений имеют различную массу и траекторию полета, что снижает равномерность распределения вносимых удобрений. Изучали влияние основных параметров воздушного напора на дальность полета и траекторию полета частиц гранулированного удобрения в реальной среде. Исследования проводятся графоаналитическим методом, путем изучения зависимостей и анализа траектории полета частицы с учетом действующих на нее сил. Учитывали, что свободный полет единичной гранулы без учета сопротивления воздуха выглядит как парабола. Анализ теоретических данных позволил вывести аналитические зависимости траектории движения гранул в условиях реальной воздушной среды. Получили уравнение, позволяющее аналитически определить скорость гранулированной частицы на участке разгона. Предложили уравнение траектории движения удобрения, по которому можно определить дальность бросания и равномерность внесения гранулированных удобрений. Установили, что изменение скорости тела в наклонном воздушном потоке зависит от его скорости витания. В начальный момент времени тело движется ускоренно, причем ускорение уменьшается по мере приближения скорости тела к предельной, после чего тело продолжает. Полученные данные в дальнейшем планируется использовать для сравнения теоретических данных с реальными, полученные путем проведения эксперимента.

Ключевые слова: гранулированные удобрения, разбрасыватель с горизонтальной осью вращения, воздушный напор, траектория движения, сопротивление воздуха.

**INFLUENCE OF AIR PRESSURE OF THE BLADE WORKING BODY
ON THE TRAJECTORY OF GRANULATED FERTILIZER PARTICLES**¹*Schwartz Anatoly*¹*Schwartz Sergey*¹*Secretary Alexander*¹*Vetrov Ivan*¹*FSBEI HE "Kursk State Agricultural Academy"*

Abstract. *The process of the effect of air flow on the movement of particles must be studied, and also air resistance must be taken into account to obtain a complete picture of the movement of particles of granular organo-mineral fertilizers during spreading. The discarded granules of organic and mineral fertilizers have different mass and flight trajectory, which reduces the uniformity of distribution of the applied fertilizers. The influence of the main parameters of the air pressure on the flight range and the flight trajectory of the granular fertilizer particles in a real environment was studied. The studies are carried out by the graphical-analytical method, by studying the dependencies and analyzing the trajectory of a particle's flight, taking into account the forces acting on it. It was taken into account that the free flight of a single granule without taking into account air resistance looks like a parabola. The analysis of theoretical data made it possible to derive analytical dependences of the trajectory of motion of the granules in a real air environment. The equation that allows you to analytically determine the speed of a granular particle in the acceleration section was obtained. The equation of the trajectory of the fertilizer movement, by which it is possible to determine the throwing distance and the uniformity of the application of granular fertilizers, was proposed. It was found that the change in the speed of a body in an inclined air flow depends on its soaring speed. The body moves with acceleration at the initial moment of time, and the acceleration decreases as the body's speed approaches the limit, after which the body continues. In the future, the obtained data are planned to be used to compare theoretical data with real data obtained through the experiment.*

Keywords: *granular fertilizers, spreader with a horizontal axis of rotation, air pressure, trajectory, air resistance.*

Введение. Существует множество технических средств для химизации. Это обусловлено, прежде всего, большим разнообразием тяговой энергетики, видов и физико-механических свойств удобрений. Тем не менее для реализации интенсивных технологий возделывания сельскохозяйственных культур и высокоэффективных агротехнических приемов применения удобрений нет соответствующих технических средств. Выпуск же необходимого большого разнообразия машин по внесению всех видов удобрений требует большого количества коррозионностойкого металла, вызывает трудности с производством и организацией их эксплуатации. Поэтому решить проблему комплексной механизации внесения минеральных удобрений и химических мелиораторов можно изучив вопрос траектории движения гранул удобрения в реальной среде с последующими выводами о влиянии воздушной среды на равномерность внесения.

Для оценки равномерности необходимо вывести аналитические зависимости траектории полета гранулированных удобрений от скорости во время отрыва от лопатки, а также учесть воздушный напор, создаваемый лопастями разбрасывателя и силу сопротивления воздуха.

Материалы и методы. Свободный полет единичной гранулы без учета сопротивления воздуха выглядит как парабола (рисунок 1), уравнение такой траектории в прямоугольной системе координат с началом в точке О имеет вид:

$$y = xtg\alpha_0 - \frac{gx^2}{2v_0^2 \cos^2 \alpha_0}, \quad (1)$$

где x и y – координаты центра массы гранулы; α_0 – величина угла наклона траектории в момент начала свободного полета к горизонту, т. е. величина угла вылета частицы, которая в дальнейшем будет называться углом метания (бросания); v_0 – величина начальной скорости вылета гранулы, в дальнейшем ее будем называть скоростью метания (бросания).

Рисунок 1 – Траектория свободного полета единичной гранулы

Величина дальности полета брошенной частицы равна расстоянию между точками О (рисунок 1) и Б.

Приняв в уравнении (1) $y = 0$, получим

$$x \operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{gx^2}{2\vartheta_0^2 \cos^2 \alpha_0} = x \left(\operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{gx}{2\vartheta_0^2 \cos^2 \alpha_0} \right) = 0. \quad (2)$$

При решении уравнения (2) возможны два случая:

1) $x_1 = 0$, что соответствует точке О начала бросания тела;

$$2) \quad x_B = \frac{\vartheta_0^2}{g} \sin 2\alpha_0, \quad (3)$$

что соответствует координате точки Б падения тела.

Наибольшая дальность полета достигается при $\sin 2\alpha_0 = 1$, т.е. при $\alpha_0 = 45^\circ$ или $\frac{\pi}{2} - 45^\circ$. Поэтому

$$x_{\max} = \frac{\vartheta_0^2}{g}. \quad (4)$$

Уравнение движения центра масс частицы в параметрической форме примет вид:

$$x = \vartheta_0 t \cos \alpha_0; \quad (5)$$

$$y = \vartheta_0 t \sin \alpha_0 - \frac{gt^2}{2}, \quad (6)$$

где t – время свободного полета тела.

В точке А (рисунок 1) частица достигнет наивысшего положения на траектории. Найдём выражение, которое определяет ординату точки А для этого из уравнения (6) вычислим

$$\frac{dy}{dt} = \vartheta_0 \sin \alpha_0 - gt, \quad (7)$$

где $\frac{dy}{dt} = \vartheta_y$ – проекция реальной скорости движения гранулы на ось y .

В точке А

$$\vartheta_y = \frac{dy}{dt} = 0. \quad (8)$$

Таким образом

$$\vartheta_0 \sin \alpha_0 - gt_A = 0 \quad (9)$$

или

$$t_A = \frac{\vartheta_0 \sin 2\alpha_0}{g}. \quad (10)$$

Из совместного решения уравнений (5), (6) и (10) получаем систему уравнений для нахождения координаты наивысшего положения траектории (точка А) (см. рисунок 1)

$$\begin{cases} x_A = \frac{\vartheta_0^2}{2g} \sin 2\alpha_0; \\ y_A = \frac{\vartheta_0^2}{2g} \sin^2 \alpha_0. \end{cases} \quad (11)$$

При исследовании свободного полета тела, брошенного под углом к горизонту, необходимо учитывать такие физические факторы, как парусность, вязкость воздуха, состояние воздушной среды (неподвижная или подвижная), вращение тела.

Процесс обтекания воздухом различных тел чрезвычайно сложный. Наблюдениями и теоретическими исследованиями движения плохо обтекаемых тел в реальной среде установлено, что у поверхности обтекаемого тела возникают и развиваются завихрения, которые обуславливают появление силы сопротивления воздуха [1].

При медленно движущихся телах незначительного размера (пыль в воздухе) сопротивление воздуха изменяется прямо пропорционально скорости движения. В таком случае сила сопротивления среды движению тела определяется по формуле Стокса

$$R = 6\pi\mu r\vartheta, \quad (12)$$

где μ – коэффициент внутреннего трения среды; r – радиус тела (шара); ϑ – скорость тела.

Однако, с увеличением размеров и скорости движения тела эта закономерность нарушается. Н.Е. Жуковский [2], основываясь на экспериментах, утверждал, что сила сопротивления среды зависит от квадрата скорости движения тела, если величина скорости перемещения ϑ находится в пределах от 18 до 38 м/с. В таком случае

$$R = \vartheta^2 d^2 \gamma_{\text{в}} f\left(\frac{1}{Re}\right), \quad (13)$$

где d – характерный линейный размер, определяющий форму и размеры движущегося тела; $\gamma_{\text{в}}$ – плотность массы воздуха; $Re = \frac{\vartheta d}{\nu} \gamma_{\text{в}}$ – число Рейнольдса; ν – кинематическая вязкость воздуха; $f\left(\frac{1}{Re}\right) = C_x$ – коэффициент лобового сопротивления.

Выражение (13) можно записать в виде

$$R = C_x \vartheta^2 d^2 \gamma_{\text{в}}. \quad (14)$$

Н.Е. Жуковский отмечает, что если величина скорости движения тела меньше 18 м/сек, то показатель степени при ϑ несколько меньше двух, а для ϑ больше 38 м/сек — он несколько больше двух.

Исследованиями свободного полета компонентов насыпного груза струей установлено, что сопротивления воздуха движению определяются первой $f(\vartheta) = a\vartheta$ или второй степенью $f(\vartheta) = a\vartheta^2$ скорости движения компонентов, где a и b – коэффициенты пропорциональности.

Уравнения свободного полета тела, брошенного под углом к горизонту, составляются в прямоугольной системе координат Оху, начало которой совпадает с точкой бросания тела. Если принять, что тело имеет форму шара (вращение которого существенно не влияет на динамику полета) массой m и свободный полет протекает в неподвижной воздушной среде, то при этом на тело действуют (рисунок 2) силы инерции, сила тяжести mg , направленная вертикально вниз, равнодействующая сил сопротивлений воздуха R , направленная по касательной к траектории в сторону, противоположную направлению относительной скорости (сила R является функцией скорости ϑ).

Дифференциальное уравнение движения центра массы тела в проекциях на касательную и нормаль, проведенные к траектории, запишется

$$ma_{\text{н}} = mg \cos \alpha; \quad (15)$$

$$ma_{\text{к}} = -mg \sin \alpha - R, \quad (16)$$

где $a_{\text{н}} = \frac{\vartheta^2}{r}$ – нормальное ускорение тела; r – радиус кривизны траектории в данном положении тела; $a_{\text{к}} = \frac{d\vartheta}{dt}$ – касательное ускорение тела.

Известно, что кривизна $K = -\frac{d\alpha}{ds}$. Знак минус в правой части показывает, что угол α уменьшается с возрастанием дуги s .

Рисунок 2 – Схема к выводу уравнения свободного полета тела М с учетом сопротивления воздуха

Следовательно, радиус кривизны

$$r = \frac{1}{K} = -\frac{ds}{d\alpha} = -\frac{ds}{dt} \frac{dt}{d\alpha} = -\vartheta \frac{dt}{d\alpha}. \quad (17)$$

С учетом обозначений, принятых в уравнениях (15 и 16) запишем

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{g \cos \alpha}{\vartheta}; \quad (18)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -g \sin \alpha - f(\vartheta). \quad (19)$$

Исключив dt , получим

$$\frac{d\vartheta}{d\alpha} = \vartheta t g \alpha + \frac{\vartheta f(\vartheta)}{g \cos \alpha}. \quad (20)$$

Дифференциальные уравнения (15 и 16) устанавливают зависимость между скоростями и действующими сопротивлениями воздуха движению тела, с одной стороны, и внешними силами — с другой. Эти уравнения справедливы для бесконечно малого пространственного объема и бесконечно малого интервала времени.

Решение уравнения (20), удовлетворяющее начальным условиям задачи ($\alpha = \alpha_0$ и $\vartheta = \vartheta_0$), устанавливает связь между величиной относительной скорости и углом между направлением этой скорости и горизонтальной плоскостью. Это решение является уравнением годографа скорости в полярных координатах, которое имеет вид

$$\vartheta = \psi(\alpha). \quad (21)$$

Известно, что

$$\begin{aligned} dx &= \vartheta_x dt = \vartheta \cos \alpha dt; \\ dy &= \vartheta_y dt = \vartheta \sin \alpha dt. \end{aligned} \quad (22)$$

Решив уравнения, получим

$$\begin{aligned} dx &= -\frac{1}{g} \psi^2(\alpha) d\alpha; \\ dy &= -\frac{1}{g} \psi^2(\alpha) \operatorname{tg} \alpha d\alpha. \end{aligned} \quad (23)$$

Интегрирование уравнения (23) при начальных условиях $x_0=0$, $y_0=0$ и $\alpha = \alpha_0$ позволит определить

$$x = -\frac{1}{g} \int_{\alpha_0}^{\alpha} \psi^2(\alpha) d\alpha;$$

$$y = -\frac{1}{g} \int_{\alpha_0}^{\alpha} \psi^2(\alpha) tg \alpha d\alpha. \quad (24)$$

Уравнения (24) позволяют аналитически найти параметры свободного полета тела, если известно решение уравнения (21), которое получено из исходного дифференциального уравнения (20).

Уравнения движения центра массы тела при сопротивлении среды, пропорциональном первой степени скорости, можно получить при условии, что сила R определяется выражением

$$R = mf(\vartheta) = mC_n\vartheta, \quad (25)$$

где m – масса тела; $C_n = C_x \frac{d^2\gamma_B}{m}$ – коэффициент парусности.

В таком случае уравнение (20) запишется

$$\frac{d\vartheta}{dx} = \vartheta tg \alpha + \frac{C_n\vartheta^2}{g \cos \alpha}. \quad (26)$$

Из совместного решения уравнений (24) и (26) получим уравнение движения центра массы тела

$$y = x tg \alpha_0 + \frac{g}{C_n\vartheta_0 \cos \alpha_0} x + \frac{g}{C_n^2} 1n \left(1 - \frac{C_n x}{\vartheta_0 \cos \alpha_0} \right). \quad (27)$$

Величина скорости движения тела может быть выражена

$$\vartheta = \sqrt{(\vartheta_0 \cos \alpha_0 e^{-C_n t})^2 + [\vartheta_0 \sin \alpha_0 e^{-C_n t} - \vartheta_{\text{вит}} (1 - e^{-C_n t})]^2},$$

где e – основание натуральных логарифмов; $\vartheta_{\text{вит}}$ – скорость витания в м/сек; t – время свободного полета тела в сек.

Проекция скорости свободного полета тела на оси координат:

$$\vartheta_x = \vartheta \cos \alpha = \vartheta_0 \cos \alpha_0 e^{-C_n t};$$

$$\vartheta_y = \vartheta \sin \alpha = \left(\frac{g}{C_n} + \vartheta_0 \sin \alpha_0 \right) e^{-C_n t} - \frac{g}{C_n}. \quad (28)$$

Время t полета тела до любого произвольного положения его на траектории равно

$$t = -\frac{1}{C_n} 1n \left(1 - \frac{C_n x}{\vartheta_0 \cos \alpha_0} \right). \quad (29)$$

Дальность полета брошенного тела

$$x = \frac{\vartheta_0 \cos \alpha_0}{C_n} (1 - e^{C_n t}). \quad (30)$$

Угол наклона касательной к горизонту в любом положении тела на траектории

$$tg \alpha = tg \alpha_0 + \frac{\vartheta_{\text{вит}}}{\vartheta_0 \cos \alpha_0} (1 - e^{C_n t}). \quad (31)$$

Выражения (28) – (31) позволяют численно решать задачи. Из выражения (27) можно найти значения y , соответствующие дальности свободного полета x . Задаваясь значениями x , определяют время полета по выражению (29), а по величине t – скорость движения тела из выражения (28) и угол α из выражения (31).

Уравнения движения центра массы тела при сопротивлении среды, пропорциональном второй степени скорости. Такие уравнения получают при условии, что сила R определяется выражением

$$R = mf(\vartheta) = mC_n\vartheta^2, \quad (32)$$

где $C_n = \frac{g}{\vartheta_{\text{вит}}^2}$ – коэффициент парусности; $g = 9,81$ м/с² – ускорение силы тяжести; $\vartheta_{\text{вит}}$ – скорость витания в м/с.

В таком случае уравнение (20) запишется

$$\frac{d\vartheta}{dx} = \vartheta tg \alpha + \frac{\vartheta^3}{\vartheta_{\text{вит}}^2 \cos \alpha}. \quad (33)$$

Решение уравнения (33) при начальных условиях $t = 0$, $\alpha = \alpha_0$ и $\vartheta = \vartheta_0$ запишется в виде

$$\vartheta = \vartheta_0 \vartheta_{\text{вит}} \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha} \frac{1}{\sqrt{K(\vartheta_{\text{вит}}^2 + \vartheta_0^2 \cos^2 \alpha_0)}}, \quad (34)$$

где $K = \sec \alpha_0 \operatorname{tg} \alpha_0 - \sec \alpha \operatorname{tg} \alpha + \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha_0}{2} \right) - \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} \right)$.

По уравнению (34) можно определить скорость свободного полета тела ϑ при любых его положениях на траектории, определяемых углом α . При этом должна быть известна скорость ϑ_0 , угол α_0 бросания тела, а также его скорость витания $\vartheta_{\text{вит}}$.

Дифференциальные уравнения движения центра массы тела с учетом сопротивления воздуха по квадратичному закону точно не интегрируются в аналитическом виде и получаемые уравнения, описывающие траекторию, дальность полета, скорость и время полета, сложны в конечном виде [3]. Чтобы облегчить решение таких задач, некоторые исследователи рекомендуют приближенно решать задачи и численно интегрировать их по методу последовательных сближений.

Учитывая, что при $\alpha_0 = 0 - 15^\circ$ величина $\cos \alpha_0$ изменяется незначительно (в пределах 1 – 0,966), Л.Г. Лойцянский и А.И. Лурье [4] в результате приближенного интегрирования получили уравнения:

скорости полета тела

$$\vartheta \cos \alpha = \vartheta_0 \cos \alpha_0 e^{-\zeta}; \quad (35)$$

угла наклона касательной к траектории по отношению к горизонту

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{g}{2C_n \vartheta_0^2 \cos \alpha_0} (e^{2\zeta} - 1); \quad (36)$$

траектория свободного полета тела

$$y = x \operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{g}{4C_n^2 \vartheta_0^2} (e^{2\zeta} - 2\zeta - 1), \quad (37)$$

где $\zeta = \frac{C_n x}{\cos \alpha_0}$.

Если разложить правую часть уравнения (37) в ряд по степеням ζ , то после некоторых сокращений будем иметь

$$y = x \operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{gx^2}{2\vartheta_0^2 \cos^2 \alpha_0} - \frac{gC_n x^3}{3\vartheta_0^2 \cos^2 \alpha_0} - \dots \quad (38)$$

В первых двух членах уравнения (38) нет коэффициента парусности C_n . Это уравнение без третьего члена соответствует уравнению (1) траектории свободного полета тела в безвоздушном пространстве. Таким образом, третий член уравнения (38) вносит поправку на влияние сопротивления воздуха. Следовательно, действительная траектория располагается ниже траектории свободного полета тела в безвоздушном пространстве.

Взаимодействие воздушного потока и находящихся в нем твердых тел изучалось многими исследователями. Однако сведений о расчете и конструировании пневмомеханических разбрасывателей удобрений имеется пока недостаточно. Наиболее полно исследовал влияние напора воздуха на частицу Н.М. Хлобыстов.

При решении вопроса о скорости тела в наклонном воздушном потоке Н.М. Хлобыстов принял следующие допущения: тело движется по трубопроводу, не касаясь его стенок; скорость воздуха по сечению трубы постоянна; начальная скорость движения тела в направлении воздушного потока равна нулю; скорость воздуха по длине трубы не изменяется [5].

В процессе движения на тело будут действовать силы (рисунок 3): P_x – сила лобового давления воздуха, направленная по оси X, G – сила тяжести; P_y – подъемная сила, направленная по оси Y. При рабочей скорости воздушного потока ϑ_B сила $G \cos \alpha$ уравновешенная подъемной силой P_y и не оказывает заметного влияния на движение тела.

Для разбираемого случая уравнение движения запишется

$$m \frac{d\vartheta_m}{dt} = P_x - G \sin \alpha, \quad (39)$$

где m – масса тела; ϑ_m – абсолютная скорость тела; t – время движения тела; $m \frac{d\vartheta_m}{dt}$ – движущая сила.

Сила лобового давления воздуха на тело определяется формулой Ньютона

$$P_x = C_x F \frac{\gamma_g}{g} (\vartheta_g - \vartheta_m)^2, \quad (40)$$

где C_x – коэффициент лобового сопротивления тела; F – площадь миделевого сечения тела; γ_g – плотность массы воздуха; g – ускорение свободного падения; ϑ_g – скорость воздуха.

Рисунок 3 – Силы, действующие на тело в наклонном потоке воздуха

Подставив в уравнение (39) значение P_x и поделив на m , получим

$$\frac{d\vartheta_m}{dt} = C_x F \frac{\gamma_6}{G} (\vartheta_6 - \vartheta_m)^2 - g \sin \alpha. \quad (41)$$

Обозначив $C_x F \frac{\gamma_6}{G} = C_n$, C_n – коэффициент парусности; $\vartheta_{отн} = \vartheta_6 - \vartheta_m$, $\vartheta_{отн}$ – относительная скорость или $\vartheta_m = \vartheta_6 - \vartheta_{отн}$ и $\frac{d\vartheta_m}{dt} = -\frac{d\vartheta_{отн}}{dt}$. Подставив принятые обозначения в уравнение (41), будем иметь

$$\frac{d\vartheta_{отн}}{dt} = g \sin \alpha - C_n \vartheta_{отн}^2. \quad (42)$$

Решив уравнение (42), получим

$$\vartheta_{отн} = \frac{\vartheta_6 \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} (1 + e^{2tC_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}}}) - \frac{g \sin \alpha}{C_n} (1 - e^{2tC_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}}})}{\sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} (1 + e^{2tC_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}}}) + \vartheta_6 (e^{2tC_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}}} - 1)}, \quad (43)$$

где e – основание натурального логарифма.

Учитывая, что $\vartheta_m = \vartheta_6 - \vartheta_{отн}$, и введя значение гиперболического тангенса, получим

$$\vartheta_m = \vartheta_6 - \frac{\sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} \left(\sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} \operatorname{th} t C_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} + \vartheta_6 \right)}{\sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}} + \vartheta_6 \operatorname{th} t C_n \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_n}}}. \quad (44)$$

Формула (44) позволяет аналитически определить скорость тела на участке разгона.

Известно, что гиперболический тангенс при возрастании аргумента стремится к единице, поэтому из уравнения (44) следует, что с течением времени скорость стремится к предельному значению [6]

$$\vartheta_{mn} = \vartheta_6 - \sqrt{\frac{g \sin \alpha}{C_{nn}}}, \quad (45)$$

где ϑ_{mn} – предельная скорость тела; $C_{nn} = C_{xn} F \frac{\gamma_6}{g}$ – коэффициент парусности при ϑ_{mn} ; C_{xn} – коэффициент лобового сопротивления тела при ϑ_{mn} .

Подставив значение коэффициента парусности C_{nv} при скорости витания $\vartheta_{вм}$ в выражение (44), получим

$$\vartheta_m = \vartheta_\epsilon - \frac{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} (\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon)}{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha}}, \quad (46)$$

где $n = \frac{C_{n\epsilon}}{C_n} > 1$, для шара Н.М. Хлобыстов экспериментально получил $n = 1 - 2$.

Из последней формулы ясно, что изменение скорости тела в наклонном воздушном потоке зависит от его скорости витания. В начальный момент времени тело движется ускоренно, причем ускорение уменьшается по мере приближения скорости тела к предельной, после чего тело продолжает движение с постоянной скоростью.

Выводы. Абсолютное значение предельной скорости определяется скоростью воздушного потока. Чем выше скорость воздуха, тем быстрее возрастает скорость тела и тем больше абсолютная величина предельной скорости.

Таким образом, учитывая влияние скорости воздушного напора, уравнение движения центра масс гранулы примет вид:

$$\begin{cases} x = \left(\vartheta_\epsilon - \frac{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} (\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon)}{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha}} \right) t \cos \alpha_0, \\ y = \left(\vartheta_\epsilon - \frac{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} (\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon)}{\vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha} + \vartheta_\epsilon \text{tht} C_n \vartheta_{\text{вум}} \sqrt{n \sin \alpha}} \right) t \sin \alpha_0 - \frac{gt^2}{2}. \end{cases} \quad (47)$$

Список литературы

1. Долголенко А.А. Теория движения сыпучего материала по вращающемуся диску. // Труды Ленинградского института инженеров водного транспорта. – Вып. 11. – 1939. – С. 129 – 148.
2. Жуковский Н.Е. Теоретические основы воздухоплавания. Собр. Соч. т. VI. – М.: Гостеортехиздат, 1950. – 623 с.
3. Кукибный А.А. О причинах непостоянства величины и направления скоростей зерен, бросаемых зернометом // Труды Киевского технологического института пищевой промышленности. – Вып. 24. – 1961. – С. 162 – 167.
4. Лойцянский Л.Г., Лурье А.И. Курс теоретической механики. Ч. II. – М.-Л.: Гостехтеориздат, 1955. – 640 с.
5. Попов В.М. Механизация закладочных работ. – М.: Metallurgizdat, 1951. – 119 с.
6. Успенский В.А. Пневматический транспорт. – Свердловск – Москва: Metallurgizdat, 1952. – 152 с.

References

1. Dolgolenko A.A. Teorija dvizhenija sypuchego materiala po vrashhajushhemusja disku. // Trudy Leningradskogo instituta inzhenerov vodnogo transporta. – Vyp. 11. – 1939. – S. 129 – 148.
2. Zhukovskij N.E. Teoreticheskie osnovy vozduhoplavanija. Sobr. Soch. t. VI. – M.: Gosteortehizdat, 1950. – 623 s.
3. Kukibnyj A.A. O prichinah nepostojanstva velichiny i napravlenija skorostej zeren, brosaemyh zernometom // Trudy Kievskogo tehnologicheskogo instituta pishhevoj promyshlennosti. – Vyp. 24. – 1961. – S. 162 – 167.
4. Lojcjanskij L.G., Lur'e A.I. Kurs teoreticheskoy mehaniki. Ch. II. – M.-L.: Gostehteorizdat, 1955. – 640 s.
5. Popov V.M. Mehanizacija zakladochnyh rabot. – M.: Metallurgizdat, 1951. – 119 s.
6. Uspenskij V.A. Pnevmaticheskij transport. – Sverdlovsk – Moskva: Metallurgizdat, 1952. – 152 s.

Сведения об авторах

Принадлежность к организации

Шварц Анатолий Адольфович – доктор сельскохозяйственных наук, профессор Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Курская государственная сельскохозяйственная академия», Россия, г. Курск, e-mail: aashwarz@mail.ru.

Шварц Сергей Анатольевич – кандидат технических наук, директор ООО «Меридиан», Россия, г. Курск, e-mail: shwarz@inbox.ru.

Секретарев Александр Петрович – аспирант Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Курская государственная сельскохозяйственная академия», Россия, г. Курск, e-mail: a_sekretarev@inbox.ru.

Ветров Иван Юрьевич – аспирант Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Курская государственная сельскохозяйственная академия», Россия, г. Курск, e-mail: Iva-vetrov2008@yandex.ru.

Author credentials

Affiliations

Shvartz Anatoly – Full Doctor of Agricultural Sciences, Professor of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Kursk State Agricultural Academy”, Russia, Kursk, e-mail: aashwarz@mail.ru.

Shvartz Sergey – Candidate of Technical Sciences, Director of LLC “Meridian”, Russia Kursk, e-mail: shwarz@inbox.ru.

Sekretarev Alexander – graduate student of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Kursk State Agricultural Academy”, Russia, Kursk, e-mail: a_sekretarev@inbox.ru.

Vetrov Ivan – graduate student of Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Kursk State Agricultural Academy”, Russia, Kursk, e-mail: Iva-vetrov2008@yandex.ru.

Поступила в редакцию (Received): 28.06.2020 Принята к публикации (Accepted): 20.11.2020

УДК 631.812

DOI: 10.35887/2305-2538-2020-6-21-29

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ УДОБРЕНИЙ В РАСТЕНИЕВОДСТВЕ

¹Шварц Анатолий Адольфович

¹Коротков Илья Владимирович

¹Ветров Иван Юрьевич

¹Беседин Владимир Владимирович

²Князева Лариса Геннадьевна

¹ФГБОУ ВО «Курская государственная сельскохозяйственная академия имени И.И. Иванова»

²ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт

использования техники и нефтепродуктов в сельском хозяйстве»

Реферат. Рассмотрены характеристики органических удобрений из навоза крупного-рогатого скота (КРС) и свиней, птичьего помета. Отмечено, что на современных крупных животноводческих агрофирмах ежегодно накапливается как органическое сырье бесподстилочный навоз, отличающийся текучими свойствами. В нем от 50 до 70 % органического вещества находится в аммонийной форме, хорошо доступной растениям в период внесения, действие подстилочного навоза слабее. Проанализированы положительные и отрицательные стороны каждого вида удобрений. Отмечено, что навоз от КРС и свиней на небольших животноводческих фермах обычно подвергают обеззараживанию биотермическим способом. Обозначены способы внесения в почву свежего навоза: разведение в воде в соотношении 1:4; разбрасывание зимой по снегу (15 л на 1 м²); внесение в почву на глубину не более 40 см под осеннюю перекопку (10 л на 1 м²), вместе с опилками при сооружении теплых грядок. Установлено, что значительных потерь элементов питания в курином помете в процессе сушки не происходит. Тонна сырого куриного помета обогащает почву на 6,3 кг азота, а 1 т сухого помета – на 42 кг, последнее значение существенно выше требуемого стандартом минимального значения. Сделан вывод об универсальности применения удобрений в форме гранул. Удобрения таких форм сохраняют в себе полезные для растений свойства, содержат в себе макро-, мезо- и микроэлементы, способны увеличивать содержание органического вещества (гумуса) в почве, делать почву более легкой, препятствуют прессованию

Ключевые слова: удобрения, органические удобрения, минеральные удобрения, органо-минеральные удобрения, гранулированные удобрения.