

на значительный разброс значений влажности на поверхностном слое и изменение влажности по глубине почвенного профиля. Установлено, что уменьшение скорости перемещения катка приводит к увеличению влажности на всей глубине почвенного профиля. Изменение влажности почвы при работе кольчато-шпорового катка более равномерное и имеет меньшую степень варьирования в исследуемом слое, где диапазон изменения влажности находится в пределах 11,5...12,5%. Наиболее значимыми факторами являются поступательная скорость и кинематический режим работы катка. Так, увеличение поступательной скорости и кинематического режима работы катка приводит к увеличению влажности почвы на 2-3%. Незначительное влияние в сравнении со скоростными режимами работы оказывает удельная нагрузка.

При проведении лабораторных исследований получены результаты по определению коэффициента структурности. Изменение коэффициента структурности (рис. 4) зависит в значительной степени от формы рабочей поверхности и удельной нагрузки, создаваемой гладким катком на почву.

С увеличением удельной нагрузки до 55-60Н/см при работе гладкого катка наблюдается увеличение количества эрозионно-опасных частиц выше предельно допустимого и снижение коэффициента структурности до 0,8-1,1 единиц. При исследуемых режимах работы кольчато-шпорового катка отмечает-

ся значительное увеличение коэффициента структурности на глубине 1-10 см.

Заключение

Исходя из результатов проведенных лабораторных экспериментов, можно сделать следующий вывод. С увеличением удельной нагрузки при работе гладкого катка наблюдается интенсивное уплотнение верхних и нижележащих слоев почвы, увеличение влажности, снижение коэффициента структурности почвы, а увеличение скорости и удельной нагрузки при работе кольчато-шпорового катка увеличивает степень уплотнения только верхнего слоя почвы, увеличивает влажность и повышает коэффициент структурности на всех слоях почвенного горизонта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горячкин, В.П. Собрание сочинений в 3-х томах/ В.П. Горячкин. – М.: Колос, 1965. – Т.1. – 720 с, т. 2. – 459 с.
2. Агейкин, Я. С. Вездеходные колесные и комбинированные движители (теория и расчет)/ Я.С. Агейкин. – М.: Машиностроение, 1972. – 184 с.
3. Новичихин, В.А. Деформация опорными поверхностями сжимаемой среды/ В.А. Новичихин. – Мн.: Высшая школа, 1964. – 175 с.
4. Периков, Р.Ф. Общая динамика и кинематика колесных машин/ Р.Ф. Периков. – Тверь, 1998. – 27 с.

УДК 631.348.45

ПОСТУПИЛА В РЕДАКЦИЮ 4.11.2011

МЕТОДИКА ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬ РАБОЧЕГО РАСТВОРА ПЕСТИЦИДОВ В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

О.В. Гордеенко, канд. техн. наук, доцент (БГСХА); И.С. Крук, канд. техн. наук, доцент (БГАТУ; ИППК МЧС Беларуси); Э. Каминский, докт. техн. наук, профессор (Институт технологических и естественных наук в Фалентах, Республика Польша); Ю.И. Титов, канд. техн. наук, доцент (БГАТУ); А.А. Новиков, зав. кафедрой (ИППК МЧС Беларуси)

Аннотация

В статье исследованы закономерности движения капли рабочего раствора пестицида в сопротивляющейся среде, на основании которых получены зависимости для определения скорости и координат ее положения в заданный момент времени.

In this paper the laws of motion of the drop of working solution of the pesticide in a resisting medium are investigated for acquiring the dependences for determining the velocity and the coordinates of its position at a given time.

Введение

Эффективность работы сельскохозяйственных полевых опрыскивателей, наряду с другими показателями, определяется равномерностью распределения препарата по обрабатываемому объекту, дисперсностью факела распыла, густотой покрытия обрабатываемой поверхности и величиной потерь пестицидов,

которые определяются правильным подбором и параметрами установки распылителей.

Механизм осаждения капель рабочего раствора пестицидов на обрабатываемой поверхности сложен и многообразен. Капля, оторвавшись от выброшенной из сопла распылителя струи жидкости, обладая запасом кинетической энергии, замедленно движется под дейст-

вием движущей силы (силы тяжести) и силы сопротивления среды. Спустя некоторое время, когда эти силы взаимно уравновесятся, она достигает конечной скорости и движется по траектории, параметры которой определяются начальными условиями истечения жидкости из сопла и состоянием окружающей среды.

Исследование закономерностей движения капель в воздушной среде позволяет определить скорость и координаты падения на обрабатываемую поверхность, обосновать конструкцию, размеры, оптимальные режимы работы и параметры установки распылителей, что особенно важно на стадии проектирования конструкций полевых опрыскивателей и распылителей.

Основная часть

Для изучения закономерностей движения капель в воздушной среде примем следующие допущения: расчетная форма капли в виде шара, силы сопротивления ее полету пропорциональны квадрату скорости, и она не меняет своей массы и формы на протяжении всей траектории движения.

Капля жидкости M массой m_k , выброшенная из сопла распылителя в окружающую среду со скоростью \mathcal{G}_0 под углом γ_0 к вертикали, совершает дальнейшее движение под действием сил тяжести G_k и лобового сопротивления воздуха F_c . Сила лобового сопротивления направлена по касательной к траектории полета в сторону, противоположную направлению движения, и является заданной функцией скорости капли \mathcal{G}_k

$$F_c = -\lambda \cdot \mathcal{G}_k^2,$$

где λ – приведенный коэффициент сопротивления, кг/м.

Сила тяжести, действующая на каплю, определяется по формуле:

$$G_k = m_k g,$$

где g – ускорение свободного падения, м/с².

Для исследования закономерностей движения капли свяжем с ней естественную (подвижную) систему координат τMn , а неподвижную (декартовую) – xOz поместим в точку вылета O (рис. 1).

Уравнения движения точки M в естественной системе координат будут иметь вид [1, 2]:

$$m_k \cdot \frac{d\mathcal{G}_k}{dt} = m_k g \cdot \cos \gamma - \lambda \cdot \mathcal{G}_k^2; \quad (1)$$

$$m_k \cdot \frac{\mathcal{G}_k^2}{\rho} = m_k g \cdot \sin \gamma, \quad (2)$$

где ρ – радиус кривизны траектории точки M в заданный момент времени, м;

γ – угол, который образует вектор скорости точки M в данный момент времени с осью Oz .

Разделив левую и правую части уравнений на массу капли m_k , получим:

$$\frac{d\mathcal{G}_k}{dt} = g \cdot \cos \gamma - \frac{\lambda}{m_k} \cdot \mathcal{G}_k^2 = g \cdot \cos \gamma - C_T \cdot \mathcal{G}_k^2; \quad (3)$$

$$\frac{\mathcal{G}_k^2}{\rho} = g \cdot \sin \gamma, \quad (4)$$

где C_T – отношение приведенного коэффициента сопротивления движению капли к ее массе, 1/м [3]:

$$C_T = \frac{\lambda}{m_k} = \frac{\frac{1}{2} \cdot \xi \cdot S_k \cdot \rho_r}{m_k},$$

где S_k – площадь миделева сечения капли, м²;

ρ_r – плотность воздуха при нормальных условиях, кг/м³;

ξ – коэффициент аэродинамического сопротивления движению капли в окружающей среде.

Замечая, что бесконечно малому перемещению ds точки M по траектории соответствует бесконечно малый угол $d\gamma$, который образуется между касательными в двух смежных точках (угол смежности) [4], выразим кривизну кривой через угол смежности:

$$k = \frac{1}{\rho} = -\frac{d\gamma}{ds} = -\frac{d\gamma}{dt} \cdot \frac{dt}{ds} = -\frac{1}{\mathcal{G}_k} \cdot \frac{d\gamma}{dt}. \quad (5)$$

В зависимости (5) знак «минус» указывает, что угол γ убывает с возрастанием дуги ds . Подставив выражение (5) в уравнение (4), после соответствующих преобразований, получим:

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{g \cdot \sin \gamma}{\mathcal{G}_k}. \quad (6)$$

Из уравнения (6) определим время перемещения точки M по дуге длиной ds :

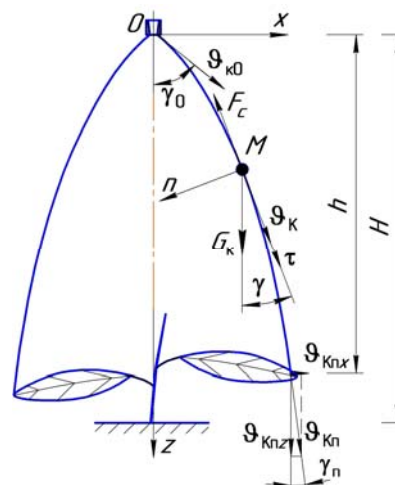


Рисунок 1. Расчетная схема падения капли жидкости в воздушной среде

$$dt = - \frac{g_k \cdot d\gamma}{g \cdot \sin \gamma} \quad (7)$$

Подставив выражение (7) в уравнение (3), исключим из него параметр t и получим:

$$\frac{d g_k}{d \gamma} = - \frac{g_k \cdot \cos \gamma}{\sin \gamma} + \frac{C_T \cdot g_k^3}{g \cdot \sin \gamma} \quad (8)$$

Разделив в уравнении (8) переменные и приведя его к общему знаменателю, получим:

$$\frac{d g_k}{d \gamma} \cdot \sin \gamma + g_k \cdot \cos \gamma = \frac{C_T \cdot g_k^3}{g} \quad (9)$$

Левая часть выражения (9) представляет собой производную сложной функции вида $\Phi = U \cdot V$, следовательно ее можно представить в виде:

$$\frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{d \gamma} = \frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{d \gamma} \quad (10)$$

С учетом выражения (10) уравнение (9) примет вид:

$$\frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{d \gamma} = \frac{C_T \cdot g_k^3}{g} \quad (11)$$

Для разделения переменных, левую и правую часть уравнения (11) разделим на $g_k^3 \cdot \sin^3 \gamma$

$$\frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{(g_k \cdot \sin \gamma)^3} = \frac{C_T}{g} \cdot \frac{d \gamma}{\sin^3 \gamma} \quad (12)$$

Найдем решение уравнения (12), удовлетворяющее начальным условиям вылета капли из сопла распылителя (при $g_k = g_{k0}; \gamma = \gamma_0$). Для этого левую и правую часть уравнения проинтегрируем в заданных пределах

$$\int_{g_{k0} \cdot \sin \gamma_0}^{g_k \cdot \sin \gamma} \frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{(g_k \cdot \sin \gamma)^3} = \frac{C_T}{g} \cdot \int_{\gamma_0}^{\gamma} \frac{d \gamma}{\sin^3 \gamma} \quad (13)$$

В соответствии со свойствами интеграла, левая часть выражения (13) представляет собой табличный интеграл от степенной функции, а правая – табличный интеграл от степенной тригонометрической функции. После интегрирования выражения (13) в заданных пределах, получим:

$$-\frac{1}{2 \cdot g_k^2 \cdot \sin^2 \gamma} + \frac{1}{2 \cdot g_{k0}^2 \cdot \sin^2 \gamma_0} = \frac{C_T}{g} \times \left[\left(-\frac{\cos \gamma}{2 \cdot \sin^2 \gamma} + \frac{1}{2} \ln \operatorname{tg} \left| \frac{\gamma}{2} \right| \right) - \left(-\frac{\cos \gamma_0}{2 \cdot \sin^2 \gamma_0} + \frac{1}{2} \ln \operatorname{tg} \left| \frac{\gamma_0}{2} \right| \right) \right] \quad (14)$$

Из зависимости (14) определим решение уравнения (3) относительно скорости полета капли в сопротивляющейся среде:

$$g_k = \frac{g_{k0} \cdot \sin \gamma_0}{\sin \gamma} \times \left(1 + \frac{C_T}{g} g_{k0}^2 \sin^2 \gamma \left[\frac{\cos \gamma}{\sin^2 \gamma} - \frac{\cos \gamma_0}{\sin^2 \gamma_0} - \ln \left| \frac{\operatorname{tg}(0,5\gamma)}{\operatorname{tg}(0,5\gamma_0)} \right| \right] \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (15)$$

Следует отметить, что дальнейшее решение задачи по определению текущих координат $x = f(t)$ и $z = f(t)$, а также траектории полета капли $z = f(x)$ не представляется возможным из-за сложности разделения переменных g_k и γ в выражении (15) без существенных упрощений в обосновании модели полета капли в сопротивляющейся среде, как это сделано в работах [5-8].

В данной статье сделаем упрощение не в модели полета капли, а в решении дифференциального уравнения (12).

При опрыскивании сельскохозяйственных культур штанговым опрыскивателем наименьшее расстояние между соплом распылителя и обрабатываемой поверхностью составляет 0,5 м. Вылет капель жидкости из распылителя характеризуется начальной скоростью $g_{k0} = 2 \dots 10$ м/с, направленной под углом

$\gamma_0 = 20 \dots 25^\circ$ к вертикали. В момент соприкосновения капли с обрабатываемой поверхностью угол между вектором скорости и вертикалью уменьшается не более чем на $5 \dots 7^\circ$ [9]. Пользуясь тем, что с изменением угла в этих пределах $\sin \gamma$ изменяется незначительно, принимаем в знаменателе правой части уравнения (12) следующее приближенное равенство:

$$\sin^3 \gamma \approx \sin \gamma_0 \cdot \sin^2 \gamma \quad (16)$$

С учетом принятого приближения, уравнение (12) примет вид:

$$\frac{d(g_k \cdot \sin \gamma)}{(g_k \cdot \sin \gamma)^3} = \frac{C_T}{g \cdot \sin \gamma_0} \cdot \frac{d \gamma}{\sin^2 \gamma} \quad (17)$$

В результате интегрирования уравнения, с учетом начальных условий ($g_k = g_{k0}; \gamma = \gamma_0$) и последующих преобразований, получим:

$$g_k = \frac{g_{k0} \cdot \sin \gamma_0}{\sin \gamma \sqrt{1 + \frac{2C_T}{g} g_{k0}^2 \sin^2 \gamma_0 \cdot (\operatorname{ctg} \gamma - \operatorname{ctg} \gamma_0)}} \quad (18)$$

Формула (18) определяет приближенное значение скорости полета капли жидкости в сопротивляющейся среде. Сравнение результатов расчета скорости падения капли по формулам (15) и (18) показывает, что отличие составляет 2,6%.

Достаточно высокая степень точности расчетов по формуле (18) позволяет использовать исходное уравнение (17) для определения траектории движения капли в сопротивляющейся среде и ее координат в требуемый момент времени. Для определения перемещения точки вдоль оси Ox , перепишем данное уравнение в следующем виде:

$$\frac{d\gamma}{\sin^2 \gamma} = \frac{g \cdot \sin \gamma_0}{C_T} \cdot \frac{d(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)}{(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)^3}. \quad (19)$$

Из уравнения (19) можно увидеть, что проекция скорости точки M на ось Ox связана с ее перемещением вдоль этой оси соотношением

$$\mathcal{G}_{kx} = \mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma = \frac{dx}{dt}, \quad (20)$$

где dx – проекция перемещения точки M на ось Ox . Выражение (20) приведем к виду:

$$dx = \mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma \cdot dt. \quad (21)$$

В данную зависимость подставим значение параметра dt , определяемого выражением (7). После соответствующих преобразований получим:

$$dx = \mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma \cdot \left(-\frac{\mathcal{G}_k \cdot d\gamma}{g \cdot \sin \gamma} \right) = -\frac{\mathcal{G}_k^2 \cdot d\gamma}{g}. \quad (22)$$

Правую часть выражения (22) умножим и разделим на $\sin^2 \gamma$, приведя уравнение к виду:

$$dx = -\frac{(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)^2}{g} \cdot \frac{d\gamma}{\sin^2 \gamma}. \quad (23)$$

Замечая, что множитель $\frac{d\gamma}{\sin^2 \gamma}$ выражения (23) равен правой части уравнения (19), после преобразований получим:

$$\begin{aligned} dx &= -\frac{(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)^2}{g} \cdot \frac{g \cdot \sin \gamma_0}{C_T} \cdot \frac{d(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)}{(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)^3} = \\ &= -\frac{\sin \gamma_0}{C_T} \cdot \frac{d(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma)}{\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma}. \end{aligned} \quad (24)$$

После сделанных преобразований, можно определить величину перемещения капли вдоль оси Ox при начальных условиях ($\mathcal{G}_k = \mathcal{G}_{k0}; \gamma = \gamma_0$):

$$x = -\frac{\sin \gamma_0}{C_T} \cdot [\ln(\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma) - \ln(\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0)]. \quad (25)$$

Зависимость (25) можно представить в следующем виде:

$$x = -\frac{\sin \gamma_0}{C_T} \cdot \ln \left| \frac{\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0}{\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma} \right| \quad (26)$$

или

$$\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma = \mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0 \cdot e^{-\frac{x \cdot C_T}{\sin \gamma_0}} = \quad (27)$$

$$= \mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0 \cdot e^{-\eta},$$

$$\text{где } \eta = \frac{x \cdot C_T}{\sin \gamma_0}.$$

Для определения закона изменения угла γ , подставим в равенство (17) вместо $\mathcal{G}_k \cdot \sin \gamma$ его значение из зависимости (27). После преобразований получим:

$$\begin{aligned} \frac{d(\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0 \cdot e^{-\eta})}{(\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0 \cdot e^{-\eta})^3} &= \\ &= \frac{d(e^{-\eta})}{(e^{-\eta})^3} \cdot \frac{\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0}{(\mathcal{G}_{k0} \cdot \sin \gamma_0)^3} = \end{aligned} \quad (28)$$

$$= \frac{C_T}{g \cdot \sin \gamma_0} \cdot \frac{d\gamma}{\sin^2 \gamma},$$

или

$$\frac{d\gamma}{\sin^2 \gamma} = \frac{g}{C_T \cdot \mathcal{G}_{k0}^2 \cdot \sin \gamma_0} \cdot \frac{d(e^{-\eta})}{(e^{-\eta})^3}. \quad (29)$$

После интегрирования выражения, с учетом начальных условий $\mathcal{G}_k = \mathcal{G}_{k0}; \gamma = \gamma_0$, получим:

$$-ctg\gamma = -ctg\gamma_0 + \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{C_T \cdot \mathcal{G}_{k0}^2 \cdot \sin \gamma_0} \cdot (e^{2\eta} - 1),$$

или

$$ctg\gamma = ctg\gamma_0 - \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{C_T \cdot \mathcal{G}_{k0}^2 \cdot \sin \gamma_0} \cdot (e^{2\eta} - 1). \quad (30)$$

Уравнение (30), наряду с (26), показывает, что капля жидкости, выброшенная из сопла распылителя со скоростью \mathcal{G}_{k0} под углом γ_0 к вертикали, не может падать вертикально вниз ($\gamma \neq 0$ и координата x не имеет максимума), а будет двигаться по параболе ускоренно до того момента времени, пока скорость ее движения не достигнет предельного значения. Это значение мы можем определить из уравнения (3), приравняв его правую часть к нулю

$$\mathcal{G}_k^* = \sqrt{\frac{g \cdot \cos \gamma}{C_T}}. \quad (31)$$

При достижении предельной скорости, дальнейшее движение капли по траектории будет равномерным, т.е. $\mathcal{G}_k = \mathcal{G}_k^* = const$. Из данного уравнения видно, что каплям жидкости различного диаметра будут соответствовать строго определенные значения предельных скоростей, вектора которых образуют с вертикалью различные предельные углы γ^* .

Введем в уравнение (30) следующие обозначения:

$$A = \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{C_T \cdot \mathcal{G}_{k0}^2 \cdot \sin \gamma_0}; \quad a = \frac{-2 \cdot C_T}{\sin \gamma_0};$$

$$-2\eta = \frac{-2 \cdot C_T \cdot x}{\sin \gamma_0} = a \cdot x,$$

получим

$$\begin{aligned} ctg\gamma &= ctg\gamma_0 - A \cdot (e^{-2\eta} - 1) = \\ &= ctg\gamma_0 - A \cdot (e^{ax} - 1) \end{aligned} \quad (32)$$

Заменим в данном уравнении $ctg\gamma$ на $\frac{dz}{dx}$, получим

$$\int_0^z dz = \int_0^x ctg\gamma_0 \cdot dx - A \cdot \int_0^x (e^{ax} - 1) \cdot dx. \quad (33)$$

После интегрирования данного выражения с учетом начальных условий $z = 0, x = 0$, получим уравнение траектории полета капли в сопротивляющейся среде вдоль оси Oz :

$$z = x \cdot ctg\gamma_0 - A \cdot \left[\frac{1}{a} (e^{ax} - 1) - x \right]. \quad (34)$$

Представим член уравнения e^{ax} как

$$e^{ax} \approx 1 + \frac{a \cdot x}{1} + \frac{(a \cdot x)^2}{1 \cdot 2} + \frac{(a \cdot x)^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} + \dots \text{ или}$$

$$e^{ax} \approx 1 + a \cdot x + \frac{1}{2} (a \cdot x)^2 + \frac{1}{6} (a \cdot x)^3 + \dots,$$

тогда уравнение (34) примет вид:

$$z = x \cdot ctg\gamma_0 - \frac{A}{a} \cdot \left(\frac{1}{2} (a \cdot x)^2 + \frac{1}{6} (a \cdot x)^3 \right), \quad (35)$$

или

$$z = x \cdot ctg\gamma_0 - \frac{A}{2} \cdot a \cdot x^2 - \frac{A}{2} \cdot \frac{a^2 \cdot x^3}{3}. \quad (36)$$

Подставляя ранее принятые обозначения, получим уравнение кубической параболы с вершиной в точке вылета капли из сопла распылителя

$$z = x \cdot ctg\varphi_0 + \frac{g \cdot x^2}{2 \cdot g_{k0}^2 \cdot \sin^2 \gamma_0} - \frac{1}{3} \cdot \frac{g \cdot x^3 \cdot C_T}{g_{k0}^2 \cdot \sin^3 \gamma_0}. \quad (37)$$

Совокупность первых двух членов, определяемых координатой x и начальными параметрами вылета капли из сопла и не зависящих от параметра C_T , показывает, что они могут описывать траекторию движения капли без учета сил сопротивления окружающей среды. Третий член уравнения дает поправку на траекторию полета, обусловленную влиянием сопротивления среды, геометрии и массы капли.

$$g_k = \frac{g_{k0} \cdot \sin \gamma_0}{\sin \gamma} \times$$

$$\times \left(1 + \frac{\xi \cdot S_k \cdot \rho_T}{2 \cdot g \cdot m_k} g_{k0}^2 \sin^2 \gamma \left[\frac{\cos \gamma}{\sin^2 \gamma} - \frac{\cos \gamma_0}{\sin^2 \gamma_0} - \ln \left| \frac{tg(0,5\gamma)}{tg(0,5\gamma_0)} \right| \right] \right)^{-\frac{1}{2}}; \quad (38)$$

Преобразовав зависимости (15), (25), (30), (37) с учетом всех принятых обозначений, получим:

$$x = - \frac{2 \cdot m_k \cdot \sin \gamma_0}{\xi \cdot S_k \cdot \rho_k} \times \quad (39)$$

$$\times [\ln(g_k \cdot \sin \gamma) - \ln(g_{k0} \cdot \sin \gamma_0)];$$

$$y = \text{arccctg} \left(ctg\gamma_0 - \frac{m_k \cdot g}{\xi \cdot S_k \cdot \rho_T \cdot g_{k0}^2 \cdot \sin \gamma_0} \cdot \left(e^{\frac{x \xi \cdot S_k \cdot \rho_T}{m_k \cdot \sin \gamma_0}} - 1 \right) \right); \quad (40)$$

$$z = x \cdot ctg\gamma_0 + \frac{g \cdot x^2}{2 \cdot g_{k0}^2 \cdot \sin^2 \gamma_0} - \frac{1}{6} \cdot \frac{g \cdot x^3 \cdot \xi \cdot S_k \cdot \rho_T}{m_k \cdot g_{k0}^2 \cdot \sin^3 \gamma_0}. \quad (41)$$

Заключение

Кинематические параметры движения капель рабочего раствора пестицидов определяются их массой и геометрическими размерами, начальными условиями вылета из сопла распылителя и состоянием окружающей среды.

В результате проведенных исследований закономерностей движения капель рабочего раствора пестицида в факеле распыла, установлено, что траекторией их движения является сложная кривая, учитывающая свойства параболы и экспоненты. Предложена методика инженерного расчета кинематических параметров движения капель рабочего раствора пестицидов в воздушной среде, включающая зависимости для определения величины (38) и направления скорости движения капли по отношению к вертикальной оси (40), а также координаты ее положения в требуемый момент времени (39), (41).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кильчевский, Н.А. Курс теоретической механики: в 2-х т. / Н.А. Кильчевский. – Т. 1: Кинематика, статика, динамика точки. – М.: Наука, 1972. – 456 с.
2. Лойцянский, Л.Г. Курс теоретической механики: в 2-х т. / Л.Г. Лойцянский, А.И. Лурье. – Т.2: Динамика. – М.: Наука, 1983. – 640 с.
3. Левич, Б.Г. Физико-химическая гидродинамика/ Б.Г. Левич. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Физматгиз, 1959. – 699 с.
4. Пискунов, Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисление для втузов: учеб. пособ. для втузов/ Н.С. Пискунов. – 13-е изд. – М.: Наука, 1985. – 432 с.
5. Волков, В.А. Приближенный расчет движения частиц в сопротивляющейся среде/ В.А. Волков // Труды ВИСХОМ: вып. 24. – М.: ЦБТИ тракторного и с-х. машиностроения, 1956. – 17 с.
6. Вороницкий, И.А. Исследование работы сельскохозяйственных центробежных распылителей: дис. ...канд. техн. наук: 05.20.01/ И.А. Вороницкий/ ЦНИИМЭСХ Нечерноземной зоны СССР – Минск, 1969. – 234с.
7. Дмитрачков, В.П. Исследование пневматического распылителя для малообъемного внесения рабочих жидкостей пестицидов: дис. ...канд. техн. наук: 05.20.01 / В.П. Дмитрачков/ ЦНИИМЭСХ Нечерноземной зоны СССР. – Минск, 1968. – 223с.
8. Исаев, А.П. Гидравлика дождевальных машин/ А.П. Исаев. – М.: Машиностроение, 1973. – 216с.
9. Гордеенко, О.В. Повышение эффективности ухода за посевами овощных культур на гребнях совершенствованием оборудования для ленточного внесения гербицидов: дис. ...канд. техн. наук: 05.20.01 /О.В. Гордеенко/ БГСХА. – Горки, 2004. – 218 с.