

УДК 631.356.2

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РУХУ ЧАСТИНКИ ГИЧКИ ПРИ ЗАВАНТАЖУВАННІ

Березовий М.Г

Національний університет біоресурсів і природокористування України

Пришляк В.М

Вінницький національний аграрний університет

Spokas Liudvikas, DrSc.

Aleksandras Stulginskis University, Lithuania

Разработана математическая модель движения частицы ботвы свеклы по лопатке швырялки загружающего механизма, по внутренней поверхности цилиндрической части кожуха и вдоль его прямолинейной части, позволяющая при дальнейшем числовом решении обосновать рациональные параметры рабочих органов.

The mathematical model of moving of a particle of beet tops on a vane of end-effector of the loading mechanism, on an interior surface of a cylindrical part of a cover and along its rectilinear part is designed which allows at a further solution on a computer to justify rational parameters of end-effectors.

Постановка проблем

Одним з основних джерел виробництва цукру є цукрові буряки. Ворох коренеплодів повинен мати мінімальне забруднення гичкою, при цьому втрати цукроносної маси не повинні перевищувати агротехнічних вимог. Гичку цукрових буряків за своїм складом можна порівняти із високоякісним зеленим кормом. Один центнер свіжозібраної гички містить 20 кормових одиниць, 2,2 кг перетравного протеїну, 2,5 кг кальцію, 0,5 кг фосфору [4]. Таким чином, в процесі збирання коренеплодів цукрових буряків завдання збирання гички є актуальним науковим завданням.

Аналіз останніх досліджень та публікацій

Теорія руху матеріальної частинки по робочим поверхням сільськогосподарських машин нібито створена з достатньою повнотою, завдяки фундаментальним працям академіка П. М. Василенка [3]. Однак, розробка нових типів робочих органів машин, які використовуються в сільському господарстві в сучасних умовах, потребує деяких змін і уточнень цієї теорії, що пов'язане не тільки з їх конструктивними особливостями, але й з приведенням громіздкого вигляду складених рівнянь до замкнутого вигляду, яким зручно користуватись в подальшому моделюванні.

Постановка завдання

Завданням даного дослідження є отримання математичної моделі процесу завантаження гички цукрового буряку робочими органами гичкозбиральної машини.

Виклад основного матеріалу дослідження

Нами розроблена нова гичкозбиральна машина з завантажувальним механізмом зміненої конструкції, який являє собою лопатеву кидалку, з передбаченою можливістю використання лопаток різної геометричної форми [1].

Для обґрунтування раціональних параметрів лопатевих кидалок завантажувального механізму необхідно побудувати розрахункову математичну модель процесу завантаження гички. Для цього по-перше побудуємо еквівалентну схему.

Розглянемо поперечний переріз механізму для завантаження гички, який являє собою кожух циліндричної форми радіусом R , в якому на приводному валу радіуса r_0 встановлена лопатева кидалка. Кидалка має чотири лопатки, які розташовані по дотичній до фланцю, тобто під деяким кутом до радіального напрямку. Для спрощення зобразимо на еквівалентній схемі лише одну лопатку. Позначимо центр обертання системи точкою O , довжину лопатки – AB .

Розглянемо рух частинки гички по лопатці кидалки, а також її рух після сходження з лопатки, по внутрішній поверхні циліндричної частини напрямного кожуха та вздовж його прямолінійної частини, розглядаючи це як окремі операції технологічного процесу.

В початковий момент часу покажемо лопатку в положенні, коли її зовнішній кінець знаходиться в нижній точці траєкторії (рис.1).

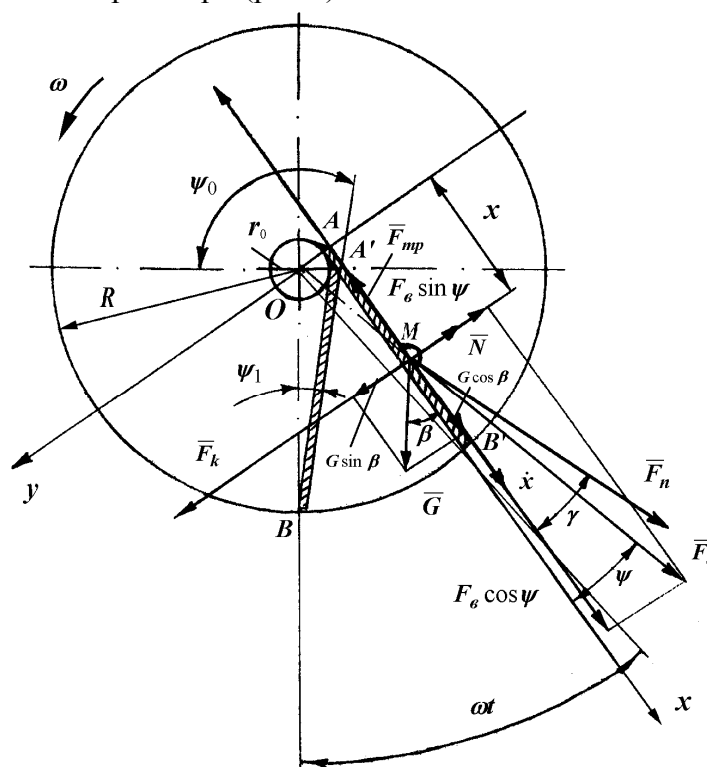


Рис. 1. Еквівалентна схема процесу руху частинки гички по лопатці завантажувального механізму

Частинка гички попадає на лопатку з гвинтового транспортного конвеєра в межах деякого сектора ABB' . Нехай за деякий час лопатка AB з частинкою гички, яка знаходиться на її поверхні в довільному положенні, повернеться на кут $\varphi = \omega t$.

Покажемо кутові параметри даної механічної системи, для чого введемо такі

позначення: нехай ψ – кут між площиною лопатки і радіусом, проведеним через вісь обертання і точку M , яка відповідає положенню частинки гички на лопатці, при будь-якому її положенні; ψ_o – кут між горизонтальним радіусом і площиною лопатки на її початку (точка A); ψ_1 – кут між вертикальним радіусом і площиною лопатки на її кінці (точка B); β – кут між площиною лопатки і вертикаллю в будь-який момент часу t .

Введемо плоску декартову систему координат xAy , задамо напрям осі x через площину миттєвого положення лопатки.

Визначимо необхідні геометричні співвідношення між параметрами та їх зміну. З рис.1 видно, що $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_o$, $\beta = \omega t - \psi_1$. Крім того,

$$x = r \cos \psi - r_o \cos \psi_o, \quad (1)$$

$$r \sin \psi = r_o \sin \psi_o = \text{const}, \quad (2)$$

Розглянемо відносний рух частинки гички буряку вздовж лопатки.

Для отримання диференціального рівняння руху частинки M необхідно врахувати усі сили, які діють на неї під час робочого процесу.

Оскільки кидалка при обертанні створює потік повітря, тобто працює подібно вентилятору, то, окрім гравітаційних сил, інерційних сил і сил тертя, необхідно враховувати силу тиску повітряного потоку. В першому наближенні будемо вважати, що сила тиску пропорційна різниці швидкостей повітряного потоку і відносного руху частинки вздовж лопатки [2].

Будемо вважати, що частинка гички потрапляє на лопатку з початковою швидкістю $V_0 = 0$. Очевидно, що при обертанні диска навколо горизонтальної осі і русі частинки вздовж лопатки від центра диска до його краю, на частинку діють такі сили (рис.1) [5]:

1) сила ваги частинки $G = mg$,

де m – маса частинки, g – прискорення вільного падіння;

2) відцентрова сила $F_g = mr\omega^2$,

де $r\omega^2 = a^n$ – нормальне прискорення частинки гички;

3) сила інерції Коріоліса $F_k = 2m\omega \mathfrak{X}$,

де \mathfrak{X} – відносна швидкість частинки вздовж лопатки і $2\omega \mathfrak{X} = a^k$ – прискорення Коріоліса;

4) сила тертя $F_{mp} = fN$,

де N – нормальна реакція, f – коефіцієнт тертя;

5) сила тиску повітряного потоку $F_n = k(V_n \cos \gamma - \mathfrak{X})$,

де \bar{V}_n – вектор швидкості повітряного потоку; γ – кут між векторами швидкості \bar{V}_n і площиною лопатки; k – коефіцієнт, який залежить від фізико-механічних властивостей частинки.

Згідно [3] для повітря

$$k = \frac{adF}{g},$$

де a – постійна величина, яка залежить від форми частинки і міделєвого перерізу; F –

міделевий переріз; d – питома маса повітря; g – прискорення сили тяжіння.

Тоді

$$F_n = \frac{adF}{g}(V_n \cos \gamma - \dot{x}).$$

Очевидно, що в даному випадку на частинку діє плоска система сил. Оскільки відносний рух частинки відбувається по поверхні лопатки, тобто тільки вздовж вісі x , то складемо диференціальне рівняння її руху в такому вигляді:

$$m\ddot{x} = \sum_{k=1}^n F_{kx}.$$

Спроектуємо сили, що діють на частинку, на вісь Ax . Сума проекцій сил дорівнює:

$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = m\omega^2 \cos \psi + mg \cos \beta + k(V_n \cos \gamma - \dot{x}) - fN.$$

Для знаходження сили тертя $F_{mp} = fN$ необхідно визначити нормальну реакцію частинки гички N . Для її знаходження складемо суму проекцій всіх сил на вісь Ay . Вона дорівнює:

$$\sum_{k=1}^n F_{ky} = 2m\omega \dot{x} + mg \sin \beta - m\omega^2 \sin \psi - kV_n \sin \gamma - N,$$

звідки

$$N = 2m\omega \dot{x} + mg \sin \beta - m\omega^2 \sin \psi - kV_n \sin \gamma.$$

Тоді сила тертя, яка виникає при русі частинки вздовж лопатки, дорівнює:

$$F_{mp} = fN = f(2m\omega \dot{x} + mg \sin \beta - m\omega^2 \sin \psi - kV_n \sin \gamma).$$

Тепер можемо підставити всі данні та скласти диференціальне рівняння відносного руху частинки M вздовж лопатки:

$$m\ddot{x} = m\omega^2 \cos \psi + mg \cos \beta + k(V_n \cos \gamma - \dot{x}) - f(2m\omega \dot{x} + mg \sin \beta - m\omega^2 \sin \psi - kV_n \sin \gamma). \quad (3)$$

Виразимо значення r через координату x . З (1) отримуємо

$$r \cos \psi = x + r_o \cos \psi_o. \quad (4)$$

Підставивши (2), (4), а також співвідношення $\beta = \omega t - \psi_1$ в рівняння (3), матимемо

$$m\ddot{x} = m\omega^2 (x + r_o \cos \psi_o) + mg \cos(\omega t - \psi_1) + kV_n \cos \gamma - k\dot{x} - 2f m \omega \dot{x} - fmg \sin(\omega t - \psi_1) + fm\omega^2 r_o \sin \psi_o + fkV_n \sin \gamma,$$

або

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \left(2f\omega + \frac{k}{m}\right)\dot{x} - \omega^2 x &= r_o \omega^2 \cos \psi_o + g \cos(\omega t - \psi_1) + \\ &+ \frac{k}{m} V_n \cos \gamma - fg \sin(\omega t - \psi_1) + fr_o \sin \psi_o \cdot \omega^2 + f \frac{k}{m} V_n \sin \gamma. \end{aligned} \quad (5)$$

Зведемо рівняння (5) до вигляду, зручного для інтегрування:

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m}\right) \ddot{x} - \omega^2 x = \left[g \cos(\omega t - \psi_1) - fg \sin(\omega t - \psi_1) \right] + \\ + r_o \omega^2 (\cos \psi_o + f \sin \psi_o) + \frac{k}{m} V_n (\cos \gamma + f \sin \gamma);$$

розкриємо дужки в правій частині:

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m}\right) \ddot{x} - \omega^2 x = g \cos \omega t \cdot \cos \psi_1 + g \sin \omega t \cdot \sin \psi_1 - \\ - fg \sin \omega t \cdot \cos \psi_1 + fg \cos \omega t \cdot \sin \psi_1 + r_o \omega^2 (\cos \psi_o + f \sin \psi_o) + \\ + \frac{k}{m} V_n (\cos \gamma + f \sin \gamma);$$

перегрупуємо складові правої частини так:

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m}\right) \ddot{x} - \omega^2 x = g \cos \omega t \cdot (\cos \psi_1 + f \sin \psi_1) + \\ + g \sin \omega t (\sin \psi_1 - f \cos \psi_1) + r_o \omega^2 (\cos \psi_o + f \sin \psi_o) + \\ + \frac{k}{m} V_n (\cos \gamma + f \sin \gamma).$$

Введемо нові позначення:

$$A = g (\sin \psi_1 - f \cos \psi_1); \quad B = g (\cos \psi_1 + f \sin \psi_1);$$

$$C = \cos \gamma + f \sin \gamma; \quad D = \cos \psi_o + f \sin \psi_o.$$

Тоді рівняння (5) зведеться до такого вигляду:

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m}\right) \ddot{x} - \omega^2 x = A \sin \omega t + B \cos \omega t + C \frac{k}{m} V_n + r_o \omega^2 D. \quad (6)$$

Рівняння (6) є лінійним диференціальним рівнянням другого порядку з правою частиною [6].

Знаходимо спочатку загальний розв'язок x_1 однорідного рівняння

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m}\right) \ddot{x} - \omega^2 x = 0.$$

Позначимо $2f\omega + \frac{k}{m} = P.$

Тоді $P \ddot{x} - \omega^2 x = 0.$

Складаємо характеристичне рівняння:

$$\lambda^2 + P\lambda - \omega^2 = 0,$$

розв'язок якого буде:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{P}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{P}{2}\right)^2 + \omega^2}.$$

Отже,

$$\lambda_1 = -\frac{P}{2} + \sqrt{\left(\frac{P}{2}\right)^2 + \omega^2} = -\left(f\omega + \frac{k}{2m}\right) + \sqrt{\left(f\omega + \frac{k}{2m}\right)^2 + \omega^2};$$

$$\lambda_2 = -\frac{P}{2} - \sqrt{\left(\frac{P}{2}\right)^2 + \omega^2} = -\left(f\omega + \frac{k}{2m}\right) - \sqrt{\left(f\omega + \frac{k}{2m}\right)^2 + \omega^2}.$$

Тоді

$$x_1 = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t},$$

де C_1 і C_2 – довільні сталі.

Частинний розв'язок рівняння (6) шукаємо у вигляді

$$x_2 = L \sin \omega t + N \cos \omega t + Q,$$

де L , M і Q – постійні коефіцієнти, які необхідно визначити.

Оскільки

$$\ddot{x}_2 = L\omega \cos \omega t - N\omega \sin \omega t, \quad (7)$$

$$\ddot{x}_2 = -L\omega^2 \sin \omega t - N\omega^2 \cos \omega t, \quad (8)$$

то, підставивши (7) і (8) в (6), отримаємо

$$\begin{aligned} & -L\omega^2 \sin \omega t - N\omega^2 \cos \omega t + \left(2f\omega^2 + \frac{k\omega}{m}\right)L \cos \omega t - \\ & - \left(2f\omega^2 + \frac{k\omega}{m}\right)N \sin \omega t - \omega^2 L \sin \omega t - \omega^2 N \cos \omega t - \omega^2 Q = \\ & = A \sin \omega t + B \cos \omega t + C \frac{k}{m} V_n + r_o \omega^2 D. \end{aligned}$$

Прирівнявши коефіцієнти при відповідних функціях, одержуємо систему лінійних рівнянь відносно невідомих L , M і Q :

$$\begin{cases} -L\omega^2 - \left(2f\omega^2 + \frac{k\omega}{m}\right)N - \omega^2 L = A; \\ -N\omega^2 + \left(2f\omega^2 + \frac{k\omega}{m}\right)L - \omega^2 N = B; \\ -\omega^2 Q = C \frac{k}{m} V_n + r_o \omega^2 D. \end{cases}$$

Розв'язуючи дану систему рівнянь, матимемо:

$$Q = -\frac{CkV_n}{m\omega^2} - r_o D; \quad (9)$$

$$L = \frac{2Bf\omega + \frac{kB}{m} - 2A\omega}{4\omega^3 + \omega \left(2f\omega + \frac{k}{m}\right)^2}; \quad (10)$$

$$N = \frac{-2A\omega - \frac{kA}{m} - 2B\omega}{4\omega^3 + \omega \left(2f\omega + \frac{k}{m} \right)^2}. \quad (11)$$

Таким чином, загальний розв'язок рівняння (6) має такий вигляд:

$$x = x_1 + x_2 = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} + L \sin \omega t + N \cos \omega t + Q, \quad (12)$$

де L , N , Q визначаються за формулами (10), (11), (9) відповідно.

Довільні сталі C_1 і C_2 визначаються з початкових умов:

при $t = 0$ $\dot{x} = 0$, $x = 0$.

Оскільки

$$\dot{x} = \lambda_1 C_1 e^{\lambda_1 t} + \lambda_2 C_2 e^{\lambda_2 t} + L\omega \cos \omega t - N\omega \sin \omega t,$$

то, враховуючи початкові умови, отримуємо систему рівнянь

$$\begin{cases} \lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2 + L\omega = 0, \\ C_1 + C_2 + N + Q = 0, \end{cases}$$

звідки знаходимо

$$C_1 = \frac{\lambda_2 (N + Q) - L\omega}{\lambda_1 - \lambda_2}, \quad C_2 = \frac{-\lambda_1 (N + Q) + L\omega}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Отже, загальний розв'язок рівняння (6), який задовольняє даним початковим умовам, буде

$$x = \frac{\lambda_2 (N + Q) - L\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot e^{\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1 (N + Q) - L\omega}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 t} + L \sin \omega t + N \cos \omega t + Q. \quad (13)$$

Якщо довжина лопатки $l = AB'$, то з формули (13) можна визначити час t_1 сходження частинки з поверхні лопатки при умові, що $x = l$.

Такий розрахунок можна виконати на комп'ютері, підібравши необхідний крок для параметра t , так щоб при деякому $t = t_1$ виконувалась рівність $x = l$.

Якщо продиференціювати вираз (13) по t , отримаємо:

$$\dot{x} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (N + Q) - L\lambda_1 \omega}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot e^{\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 (N + Q) - L\lambda_2 \omega}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 t} + L\omega \cos \omega t - N\omega \sin \omega t. \quad (14)$$

Підставивши в (14) час $t = t_1$, можна визначити швидкість $\dot{x} = \dot{x}(t_1)$, з якою частинка сходиться з поверхні лопатки.

Отримане диференціальне рівняння руху (6) має місце для прямолінійної лопатки, яка розташована під кутом ψ_1 до радіального положення. Якщо лопатка розташована вздовж радіуса, тобто $\psi_1 = 0$, тоді $\psi = 0$ і задача значно спрощується.

В цьому випадку

$$A = -gf; B = g; C = \cos \gamma + f \sin \gamma; r_0 = 0,$$

і тому диференціальне рівняння (6) набуде вигляду:

$$\left(2f\omega + \frac{k}{m} \right) \ddot{x} - \omega^2 x = -gf \sin \omega t + g \cos \omega t + C \frac{k}{m} V_n. \quad (15)$$

Вираз (13) теж буде мати значно простіший вигляд.

Якщо на відстані s ($s < l$) від початку ($x = 0$) лопатка зігнута під кутом $\varphi_0 = \psi_1 + \gamma_0$, як це показано на рис.2, то на ділянці $0 \leq x \leq s$ рух частинки M вздовж лопатки буде описуватись диференціальним рівнянням (6).

На ділянці $s < x \leq l$ рух частинки буде описуватись аналогічним диференціальним рівнянням, проте $\psi \leq \varphi_0 = \psi_1 + \gamma_0$. В цьому випадку з (4) отримуємо

$$r_1 \cos \psi_1 = s + r_0 \cos \psi_0,$$

звідки

$$r_1 = \frac{s + r_0 \cos \psi_0}{\cos \psi_1}.$$

Тоді на ділянці $s < x \leq l$ матимемо співвідношення:

$$x = r \cos \psi - r_1 \cos \varphi_0,$$

$$r \sin \psi = r_1 \sin \varphi_0 = \text{const},$$

або

$$x = r \cos \psi - r_1 \cos(\psi_0 + \gamma_0), \quad (16)$$

$$r \sin \psi = r_1 \sin(\psi_1 + \gamma_0) = \text{const}, \quad (17)$$

при цьому

$$\beta = \omega t - (\psi_1 + \gamma_0).$$

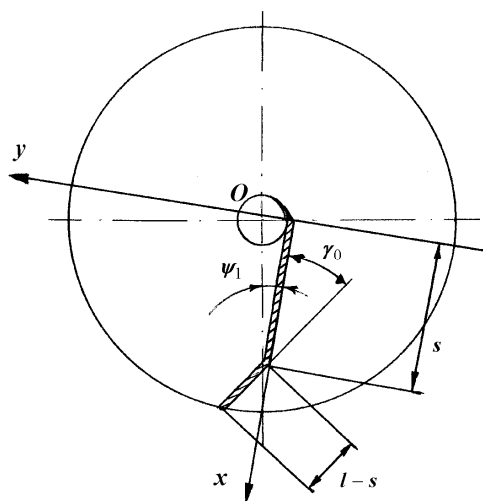


Рис. 2. Схема руху частинки по лопатці зігнутій під кутом

Тоді диференціальне рівняння руху частинки вздовж ділянки $s < x \leq l$ матиме такий вигляд

$$m\ddot{x} = mr\omega^2 \cos \psi + mg \cos(\omega t - \psi_1 - \gamma_0) + k[V_n \cos(\gamma + \gamma_0) - \dot{x}] - f[2m\omega\dot{x} + mg \sin(\omega t - \psi_1 - \gamma_0) - mr\omega^2 \sin \psi - kV_n \sin(\gamma + \gamma_0)]. \quad (18)$$

З (16) знаходимо

$$r \cos \psi = x + r_1 \cos(\psi_0 + \gamma_0). \quad (19)$$

Підставляючи (17) і (19) в рівняння (18), матимемо

$$\ddot{x} + \left(2f\omega + \frac{k}{m}\right)\dot{x} - \omega^2 x = A \sin \omega t + B \cos \omega t + C \frac{k}{m} V_n + r_1 \omega^2 D, \quad (20)$$

де

$$A = g[\sin(\psi_1 + \gamma_0) - f \cos(\psi_1 + \gamma_0)];$$

$$B = g[\cos(\psi_1 + \gamma_0) + f \sin(\psi_1 + \gamma_0)];$$

$$C = \cos(\gamma + \gamma_0) + f \sin(\gamma + \gamma_0);$$

$$D = \cos(\psi_1 + \gamma_0) + f \sin(\psi_1 + \gamma_0).$$

Рівняння (20) розв'язується аналогічно рівнянню (6), причому сталі C_1 і C_2 визначаються з наступних початкових умов:

при $t = 0$ $x = 0$, $\dot{x} = \dot{x}_0$,

де \dot{x}_0 знаходиться з розв'язування задачі на ділянці $0 \leq x \leq s$.

Таким чином, для зігнутої лопатки задача розв'язується за два етапи: спочатку на ділянці $0 \leq x \leq s$, потім на ділянці $s < x \leq l$.

Задаючись різними значеннями кутів ψ_1 і γ_0 можна знайти таке їх значення, що швидкість сходження частинки з лопатки буде максимальною при даній кутовій швидкості обертання диска. Останнє означає, що час перебування частинки на лопатці буде мінімальним, а отже продуктивність такої швирилки буде максимальною.

Сили, що діють на частинку гички на цій ділянці (рис.3) будуть такими:

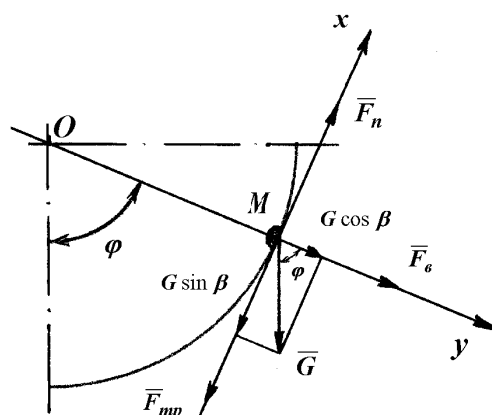


Рис. 3. Сили, що діють на частинку гички ділянці лопатки.

- 1) сила ваги частинки $G = mg$;

2) відцентрова сила $F_g = \frac{mV^2}{R}$, де R – радіус циліндра;

4) сила тертя $F_{mp} = fN = f \left(mg \cos \varphi + \frac{mV^2}{R} \right)$;

5) сила тиску повітряного потоку $F_n = k(V_n - V)$.

Враховуючи дану систему сил, можемо написати:

$$m\ddot{x} = -mg \sin \varphi - F_{mp} + k(V_n - V).$$

Оскільки $V = \dot{x}$, $F_{mp} = f \left(mg \cos \varphi + \frac{m\dot{x}}{R} \right)$,

то отримуємо:

$$m\ddot{x} = -mg \sin \varphi - f \left(mg \cos \varphi + \frac{m\dot{x}}{R} \right) + k(V_n - \dot{x}),$$

або

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}\dot{x} + \frac{f}{R}\dot{x} = -g(\sin \varphi + f \cos \varphi) + \frac{k}{m}V_n. \quad (21)$$

Рівняння (21) є диференціальним рівнянням руху частинки вздовж внутрішньої поверхні циліндричної частини кожуха.

Очевидно, що $x = R \cdot \varphi$,

звідки $\varphi = \frac{x}{R}$.

Тоді рівняння (21) набуде вигляду:

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}\dot{x} + \frac{f}{R}\dot{x} + g \left(\sin \frac{x}{R} + f \cos \frac{x}{R} \right) = \frac{k}{m}V_n. \quad (22)$$

Початкові умови:

$\dot{x}(0) = V_o$ – швидкість сходу частинки з лопатки. Знаходиться з розв'язування диференціального рівняння руху частинки гички по поверхні лопатки.

$x(0) = 0$.

Рівняння (22) розв'язується до точок $x = R \cdot \frac{\pi}{2}$, тобто до початку прямолінійної ділянки $\left(\varphi = \frac{\pi}{2} \right)$.

З даного рівняння знаходиться швидкість $\dot{x}(t_k) = V_k$, де t_k – кінцевий момент руху частинки по внутрішній поверхні циліндричної частини кожуха.

Очевидно, що при русі вздовж прямолінійної частини кожуха матимемо $\frac{f}{R}\dot{x} = 0$, оскільки відцентрова сила відсутня.

Крім того,
$$\varphi = \frac{x}{R} = \frac{\pi}{2}.$$

Отже,
$$\sin \frac{x}{R} = \sin \frac{\pi}{2} = 1, \cos \frac{x}{R} = \cos \frac{\pi}{2} = 0.$$

Таким чином, рівняння (22) набуде вигляду:

$$m \ddot{x} + kx = g = \frac{k}{m} V_n. \quad (23)$$

Рівняння (23) є шуканим диференціальним рівнянням руху частинки вздовж прямолінійної частини кожуха.

Початковою умовою рівняння (23) є

$$\dot{x}(0) = V_k; \quad x(0) = 0.$$

Висновки

1. Отримані диференціальні рівняння руху частинки гички, які фактично описують весь процес завантаження гички цукрового буряку робочими органами гичкозбиральної машини – рух по поверхні лопатки, далі по внутрішній поверхні циліндричної частини кожуха і вздовж його прямолінійної частини.

2. Рівняння руху частинки гички майже повністю враховують конструктивні та силові параметри процесу завантаження і представлені в замкнутому вигляді.

Література

1. Булгаков В.М., Войтюк Д.Г., Березовий М.Г., Сипливець О.О. Універсальна косарка-подрібнювач для фермерських господарств // Технічний прогрес у сільськогосподарському виробництві: Матеріали міжнар. наук.-техн. конф. – Глеваха: ІМЕСГ УААН, 1997. – Секція 3: Технічний прогрес у тваринництві. – С. 14-16.
2. Василенко П.М. Введение в земледельческую механику. – К.: Сільгоспосвіта, 1996. – 252 с.
3. Василенко П.М. Теория движения частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин. – К.: УАСХН, 1960. – 284 с.
4. Максаков В. Я. Гичка, жом і м'яса в годівлі тварин / В. Я. Максаков – К.: «Урожай», 1973. – 145.
5. Тарг С. М. Краткий курс теоретической механики: учебн. для высш. технич. заведений / С. М. Тарг – М.: Высш. шк., 1986. – 416 с.
6. Фильчаков П. Ф. Справочник по высшей математике / П. Ф. Фильчаков – К.: Наукова думка, 1974 – 743 с.