

Якщо профіль барабана кусково-неперервний із спряженнями ділянок колом радіусом r_0 з центром, віддаленим на відстань r_c від початку полярної системи координат та полярному куті δ , значення радіус-вектора в місцях спряження набуде вигляду:

$$\rho = r_c \cos(\beta - \delta) + \sqrt{r_0^2 - r_c^2 \sin^2(\beta - \delta)}; \quad (21)$$

$$\mu = -r_c \sin(\beta - \delta) (r_0^2 - r_c^2 \sin^2(\beta - \delta))^{-\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Як видно, (19) та (20) – часткові випадки (21) та (22).

На основі значень ρ та μ конкретизують інші положення запропонованої схеми математичного подання динамічного процесу.

Для складних профілей барабанів, особливо коли їх поперечні перерізи окреслено кусково-неперервними випуклими кривими, дослідження навіть квазістаціонарних процесів потребує конкретних ґрунтовних аналізів та спеціальних прийомів.

УДК 621.86.534–16

І.А. Вікович, Х.А. Висоцька

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра транспортних технологій

РОЗРАХУНОК ЧАСТОТ І ФОРМ КОЛИВАНЬ ПІДВІСНИХ ВАНТАЖОТРИМКИХ І ШТОВХАЮЧИХ КОНВЕЄРІВ

© Вікович І.А., Висоцька Х.А., 2005

Розроблено математичну модель підвісних вантажотримких і штовхаючих конвеєрів у вигляді системи з розподіленими параметрами з урахуванням розсіяння енергії в матеріалі. Одержано частотне рівняння і визначено дві основні частоти вільних коливань підвісного вантажотримкого конвеєра.

It was devised a mathematical model of weightholding conveyor as a system with distributive parameters in a view of dispersion of energy in the material. It was obtained a frequency equation and was determined two main frequencies of the free fluctuations of the suspended weightholding conveyor.

Підвісні вантажотримкі та штовхаючі конвеєри достатньо широко використовуються для інтенсифікації різноманітних виробничих процесів. Довжина замкнутих контурів таких конвеєрів переважно сягає декількох сотень метрів, а на окремих підприємствах – декількох кілометрів. Велика довжина і значна податливість в осьовому напрямі, а також наявність фрикційних явищ у цих конвеєрах призводить до нерівномірного руху й виникнення поздовжніх та поперечних коливань.

У відомих дослідженнях для аналізу динамічних явищ у машинах безперервного транспорту в основному розрахункові моделі подають у вигляді розімкнутих схем. У роботі [6] та у всіх наступних роботах цього автора для дослідження динаміки машин безперервного транспорту розрахункові схеми подано у вигляді замкнутого контуру, але із зосередженими масами.

Зокрема, у роботі [5] розрахункову схему подано у вигляді замкнутого контура з розподіленими параметрами, проте тут розрахункова схема, яка зображена на рис. 1, істотно відрізняється від аналогічних [5, 6].

На рис. 1 m_1 і m_2 – зведені маси ведучого і веденого механізмів конвеєра, $\rho f(x_1) = \rho F(x_2)$ – маси одиниці довжини робочої і неробочої віток конвеєра та $\xi(x)$ – погона маса вантажів, $c(x)$ – деякий приведений коефіцієнт жорсткості постелі вантажів, ρ – густина матеріалу, $F_i(x_i)$ – площі поперечних перерізів віток конвеєра ($i=1,2$).

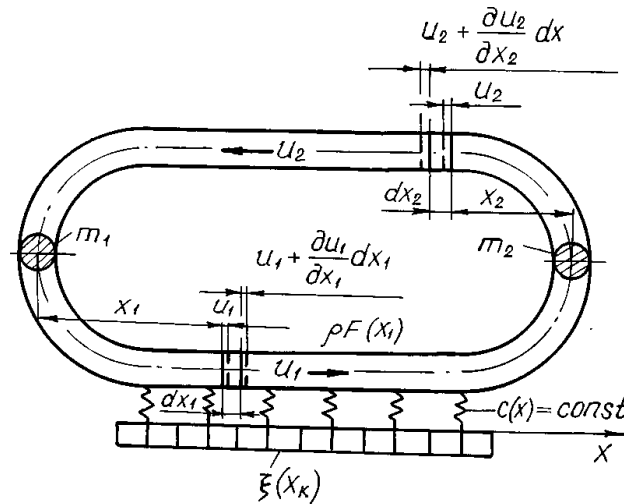


Рис. 1. Розрахункова схема підвісного вантажотримкого конвеєра

Для складання диференціальних рівнянь руху такої механічної системи розглянемо динамічну рівновагу виділеного довільного елемента системи, рис. 2, довжиною dx , розміщеного між двома суміжними поперечними перерізами, використовуючи при цьому принцип Даламбера.

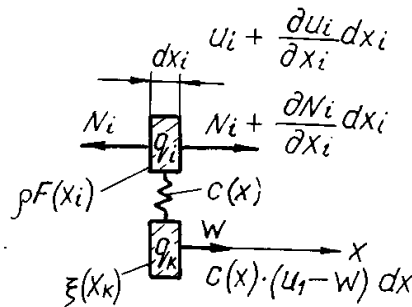


Рис. 2. Схема дії внутрішніх зусиль на довільний елемент коливної системи навісного вантажотримкого конвеєра

Нехай $u_1(x_1, t)$ і $u_2(x_2, t)$ та $w(x_1, t)$ – відповідно поздовжні переміщення поперечних перерізів робочої і неробочої віток конвеєра та розподіленої системи вантажів (або довгомірною вантажу) під час коливань. Тоді в загальному випадку переміщення поперечного перерізу навісного вантажотримкого конвеєра на відстані $x_i + dx_i$ можна подати виразом:

$$u_i + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} dx_i \quad (i=1,2).$$

Оскільки відносна деформація віток конвеєра $\varepsilon = \frac{u_i(x_i + dx_i) - u_i(x)}{\Delta x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$, то поздовжня розтягувальна сила N_i в довільному поперечному перерізі вітки конвеєра на відстані x_i дорівнюватиме

$$N_i = \sigma F_i(x_i) = \varepsilon E F_i(x_i) = E F_i(x_i) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (1)$$

Ураховуючи внутрішнє тертя матеріалу металоконструкції віток конвеєра за рахунок гістерезисних витрат, вираз для сили N_i згідно з [4] можна подати у вигляді

$$N_i = E F(x_i) \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + \varepsilon \Phi_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2)$$

де

$$\varepsilon \Phi_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) = \pm \frac{n+1}{4n} \delta \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)_{t=0} \right] \cdot \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)_{t=0} \mp n \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)^n}{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)_{t=0}^{n-1}} \right];$$

Тут ε – малий параметр, який вказує на малість величини функціоналу $\bar{\Phi}$, що враховує гістерезисні витрати в коливній системі порівняно з іншими величинами; n – параметр петлі гістерезису, δ – декремент коливань.

Зазначимо, що для наближеної оцінки визначення частот коливань системи можна врахувати внутрішнє тертя за гіпотезою Фойгта, де зв'язок між напруженнями і деформаціями описано співвідношенням [3]

$$\sigma = E\varepsilon + k \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (3)$$

де k – коефіцієнт, за допомогою якого враховується розсіяння енергії в матеріалі.

Тоді вираз для поздовжньої сили (1) запишемо у вигляді

$$N_i = \varepsilon E F_i(x_i) + k \frac{d\varepsilon}{dt} = E F_i(x_i) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + k F_i(x_i) \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial t}. \quad (4)$$

У перерізах віток конвеєра на відстані $x_i + dx_i$ розтягуючі сили з урахуванням (2) дорівнюватимуть

$$N_i + dN_i = N_i + \frac{\partial N_i}{\partial x_i} dx_i = E F_i(x_i) \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \varepsilon \bar{\Phi}_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right] \cdot \left(1 + \frac{\partial}{\partial x} dx \right) \quad (5)$$

Сили інерції одиниці довжини віток конвеєра та системи вантажів характеризуватимуться величинами

$$q_i = \rho F_i(x_i) \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} dx_i \text{ та } q_k = \xi(x_k) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} dx_k \quad (6)$$

Привідний механізм конвеєра надає робочій вітці тягове зусилля $F(t)$, а під час руху конвеєра в робочій і неробочій вітках виникають сили опору $Q_1(t)$ і $Q_2(t)$ їх перемішень.

Рівняння руху виділеного елемента системи довжиною dx_i (рис. 2) в проекціях на вісь x з урахуванням сил інерції, тягового зусилля, сил опору переміщенню та пружного з'єднання системи вантажів можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} N_1 + \frac{\partial N_1}{\partial x_1} dx_1 - N_1 - q_1 dx_1 + (F(t) - Q_1(t)) dx_1 - e(x)(u_1 - w) dx_1 &= 0; \\ N_2 + \frac{\partial N_2}{\partial x_2} dx_2 - N_2 - q_2 dx_2 - Q_2(t) dx_2 &= 0; \\ c(x)(u_1 - w) dx - q_k dx &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Із (7) випливає

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial x_1} - q_1 - c(x)(u_1 - w) + F(t) - Q_1(t) &= 0; \\ \frac{\partial N_2}{\partial x_2} - q_2 - Q_2(t) &= 0; \\ c(x)(u_1 - w) - q_k &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Систему рівнянь (8) з урахуванням (5) і (6) та за умови $F_1(x_1) = F_2(x_2) = F = const$ можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \rho F \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - EF \frac{\partial^2 u_1}{\partial t_1^2} + c(x)(u_1 - w) + EF \frac{\partial}{\partial x_1} \varepsilon \bar{\Phi} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) &= F(t) - Q_1(t); \\ \rho F \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - EF \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} + EF \frac{\partial}{\partial x_2} \varepsilon \bar{\Phi} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) &= -Q_2(t); \\ \xi(x_k) \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - c(x)(u_1 - w) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Для наближеного дослідження коливань конвесера розглянемо систему (9) без правої частини та без урахування розсіяння енергії в матеріалі і подамо її у такому вигляді:

$$\begin{aligned} a^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} &= \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + c_\mu(x)(u_1 - w); \\ a^2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} &= \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= c_\xi(u_1 - w), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{де } a^2 = \frac{EF}{\rho F}; \quad c_\mu = \frac{c(x)}{\rho F}; \quad c_\xi = \frac{c(x)}{\xi(x_k)}.$$

Крайові умови – умови спряження є такими:

$$\begin{aligned} u_1(0) &= u_2(l_2); \\ u_1(l_1) &= u_2(0); \\ EF \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Big|_{x_1=0} - m_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \Big|_{x_1=0} &= EF \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \Big|_{x_2=l_2}; \\ EF \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \Big|_{x_1=l_1} + m_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \Big|_{x_1=l_1} &= EF \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \Big|_{x_2=0}. \end{aligned}$$

Розв'язок системи (10) можна знайти у вигляді:

$$\begin{aligned} u_1(x_1, t) &= u_1(x_1) e^{i\lambda t}; \\ u_2(x_2, t) &= u_2(x_2) e^{i\lambda t}; \\ w(x_1, t) &= w(x_1) e^{i\lambda t}. \end{aligned} \quad (11)$$

Підставляючи (11) в (10) і для спрощення нехтуючи уявними частинами, одержимо

$$a^2 u_1'' = u_1 \lambda^2 + c_\mu(u_1 - w); \quad (12)$$

$$a^2 u_2'' = u_2 \lambda^2; \quad (13)$$

$$w \lambda^2 = c_\xi(u_1 - w). \quad (14)$$

З рівняння (14) випливає

$$w = \frac{c_\xi}{\lambda^2 + c_\xi} u_1. \quad (15)$$

Рівняння (12) і (13) з урахуванням (15) будуть

$$a^2 u_1'' = u_1 \left[\lambda^2 + c_\mu \left(1 - \frac{c_\xi}{\lambda^2 + c_\xi} \right) \right]; \quad (16)$$

$$a^2 u_2'' = u_2 \lambda^2. \quad (17)$$

Для пониження порядку системи рівнянь (16)–(17) введемо заміну

$$\begin{aligned} u_1' &= \Phi_1; & u_1'' &= \Phi_1'; \\ u_2' &= \Phi_2; & u_2'' &= \Phi_2'. \end{aligned} \quad (18)$$

Тоді система рівнянь (16)–(17) з урахуванням (18) набуває вигляду

$$\begin{aligned} a^2 \Phi_1' - u_1 \Lambda^2 &= 0; \\ a^2 \Phi_2' - u_2 \lambda^2 &= 0; \\ u_1' - \Phi_1 &= 0; \\ u_2' - \Phi_2 &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Розв'язок (19) шукаємо у вигляді

$$u_1 = A_1 e^{kx_1}; \quad u_2 = A_2 e^{kx_2}; \quad \Phi_1 = B_1 e^{kx_1}; \quad \Phi_2 = B_2 e^{kx_2}. \quad (20)$$

Підставляючи (20) у систему (19), одержимо:

$$\begin{aligned} ka^2 B_1 - A_1 \Lambda^2 &= 0; \\ kA_1 - B_1 &= 0; \\ ka^2 B_2 - A_2 \lambda^2 &= 0; \\ kA_2 - B_2 &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Із (21) знаходимо

$$k_{12} = \pm i\alpha; \quad k_{34} = \pm i\beta, \quad (22)$$

$$\text{де } \alpha = \sqrt{-\frac{\Lambda^2}{a^2}}; \quad \beta = \sqrt{-\frac{\lambda^2}{a^2}}.$$

Для знаходження постійних інтегрування в рівняннях (21) використаємо метод початкових параметрів [1].

Тоді розв'язок системи рівнянь (19) можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} u(x_1) &= \frac{u_1'(0)}{\alpha} \sin \alpha x_1 + u_1(0) \cos \alpha x_1; \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_1} &= \frac{\Lambda^2}{\alpha a^2} u_1(0) \sin \lambda x_1 + u_1'(0) \cos \alpha x_1; \\ u_2 &= \frac{u_2'(0)}{\beta} \sin \beta x_2 + u_2(0) \cos \beta x_2; \\ \frac{\partial u_2}{\partial x_2} &= \frac{\lambda^2}{\beta a^2} u_2(0) \sin \beta x_2 + u_2'(0) \cos \beta x_2. \end{aligned} \quad (23)$$

Оскільки $N = EF \frac{\partial u}{\partial x}$, то систему рівняння (23) подамо через поздовжні сили N_1 і N_2 і запишемо у такому вигляді:

$$\begin{aligned} u_1(l_1) &= u_1(0) \cos \alpha l_1 + \frac{N_1(0)}{\alpha} \cdot \frac{1}{EF} \sin \alpha l_1; \\ N_1(l_1) &= \frac{EF \Lambda^2}{\alpha a^2} u_1(0) \sin \alpha l_1 + N_1(0) \cos \alpha l_1; \\ u_2(l_2) &= u_2(0) \cos \beta l_2 + \frac{N_2(0)}{\beta} \cdot \frac{1}{EF} \sin \beta l_2; \\ N_2(l_2) &= \frac{EF \lambda^2}{\beta a^2} u_2(0) \sin \beta l_2 + N_2(0) \cos \beta l_2, \end{aligned} \quad (24)$$

або в матричній формі

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ N_1 \end{pmatrix}_{l_1} = \begin{pmatrix} \cos \alpha l_1 & \frac{1}{\alpha EF} \sin \alpha l_1 \\ \frac{EF \lambda^2}{\alpha a^2} \sin \alpha l_1 & \cos \alpha l_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_1 \\ N_1 \end{pmatrix}_0;$$

$$\begin{pmatrix} u_2 \\ N_2 \end{pmatrix}_{l_2} = \begin{pmatrix} \cos \beta l_2 & \frac{1}{\beta EF} \sin \beta l_2 \\ \frac{EF \lambda^2}{\beta a^2} \sin \beta l_2 & \cos \beta l_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_2 \\ N_2 \end{pmatrix}_0. \quad (25)$$

Зробимо деякі перетворення над крайовими умовами

$$\begin{aligned} u_2(l_2) &= u_1(0); \\ u_1(l_1) &= u_2(0); \\ EF \frac{\partial u_2}{\partial x_2}(l_2) &= EF \frac{\partial u_1}{\partial x_1}(0) - m_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}(0); \\ EF \frac{\partial u_1}{\partial x_1}(l_1) &= EF \frac{\partial u_2}{\partial x_2}(0) - m_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}(l_1). \end{aligned} \quad (26)$$

Шукаючи розв'язок (26) у вигляді (11) і нехтуючи уявними частинами та враховуючи, що $N_i = EF \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ ($i=1,2$), рівняння (26) можна подати у вигляді

$$\begin{aligned} u_2(l_2) &= u_1(0) \\ u_1(l_1) &= u_2(0) \\ N_2(l_2) &= N_1(0) - m_1 \lambda^2 u_1(0); \\ N_1(l_1) &= N_2(0) - m_2 \lambda^2 u_1(l_1). \end{aligned} \quad (27)$$

Систему рівнянь (25) і (27) можна подати у такій матричній формі:

$$\begin{bmatrix} \cos \alpha l_1 & \frac{1}{\alpha EF} \sin \alpha l_1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ EF \lambda^2 \sin \alpha l_1 & \cos \alpha l_1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cos \beta l_2 & \frac{1}{\beta EF} \sin \beta l_2 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{EF \lambda^2}{\beta a^2} \sin \alpha l_1 & \cos \beta l_2 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ m_1 \lambda^2 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & m_2 \lambda^2 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} u_1(0) \\ u_1(0) \\ u_1(l_1) \\ N_1(l_1) \\ u_2(0) \\ N_2(0) \\ u_2(l_2) \\ N_2(l_2) \end{bmatrix} = 0$$

Останню систему рівнянь методом Гаусса зводимо до діагонального вигляду. Після дуже громіздких перетворень одержимо частотне рівняння у такому вигляді:

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{v^2 (EF)^2 v_c (\cos v_\mu l_2 + \sin^2 v_\mu l_2)} \times \\ &\times \sqrt{v v_c} \frac{(EF)^2}{\mu} \left\{ \mu v \cos v_\mu l_2 \left[\sin v_{c\mu} l_1 \sin v_\mu l_2 v_\xi + \sqrt{v v_c} (2 \cos v_{c\mu} l_1 \cos v_\mu l_2 - \right. \right. \\ &- \cos^2 v_{c\mu} l_1 \cos^2 v_\mu l_2 - 1) - v \left[\mu \sqrt{v v_c} \sin^2 v_\mu l_2 (1 - 2 \cos v_{c\mu} l_1 \cos v_\mu l_2 + \right. \\ &+ 2 \cos^2 v_{c\mu} l_1 \cos^2 v_\mu l_2) + v (v_\mu \sin v_{c\mu} l_1 \cos^3 v_\mu l_2 + v_{c\mu} \cos v_{c\mu} l_1 \cos^2 v_\mu l_2 + \\ &+ v_\mu \sin v_{c\mu} l_1 \sin^2 v_\mu l_2 \cos^2 v_\mu l_2 + v_{c\mu} \cos v_{c\mu} l_1 \sin^3 v_\mu l_2) \cdot (m_1 + m_2) \left. \right] + \\ &+ v^2 (EF)^2 v_c \sin^2 v_{c\mu} \left[\sin^2 v_\mu l_2 (2 \cos^2 v_\mu l_2 + \sin^2 v_\mu l_2) + \cos^4 v_\mu l_2 \right] - \\ &- v^2 (EF)^2 v_c \cos^2 v_{c\mu} l_1 \sin^4 v_\mu l_2 = 0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \nu \nu_c \left(\frac{EF}{\mu} \right) \left\{ \mu \nu \cos \nu_\mu l_2 \left[\sin \nu_{c\mu} l_1 \sin \nu_\mu l_2 \nu_\xi + \nu \nu_c (2 \cos \nu_{c\mu} l_1 \cos \nu_\mu l_2 - \right. \right. \\ & \left. \left. - \cos^2 \nu_{c\mu} l_1 \cos^2 \nu_\mu l_2 - 1) \right] - \nu \left[\mu \nu \nu_c \sin^2 \nu_\mu l_2 (1 - 2 \cos \nu_{c\mu} l_1 \cos \nu_\mu l_2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \cos^2 \nu_{c\mu} l_1 \cos^2 \nu_\mu l_2) + \nu (v_\mu \sin \nu_{c\mu} l_1 \cos^3 \nu_\mu l_2 + \nu_{c\mu} \cos \nu_{c\mu} l_1 \cos^2 \nu_\mu l_2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \nu_\mu \sin \nu_{c\mu} l_1 \sin^2 \nu_\mu l_2 \cos^2 \nu_\mu l_2 + \nu_{c\mu} \cos \nu_{c\mu} l_1 \sin^3 \nu_\mu l_2) \cdot (m_1 + m_2) \right] \right\} + \\ & \left. + \nu^2 (EF)^2 \nu_c \sin^2 \nu_{c\mu} \left[\sin^2 \nu_\mu l_2 (2 \cos^2 \nu_\mu l_2 + \sin^2 \nu_\mu l_2) + \cos^4 \nu_\mu l_2 \right] - \right. \\ & \left. - \nu^2 (EF)^2 \nu_c \cos^2 \nu_{c\mu} l_1 \sin^4 \nu_\mu l_2 = 0; \right. \end{aligned}$$

де

$$\nu_c = \nu - \frac{c}{\mu} \left(\frac{\xi \mu}{\xi \mu - c} \right); \quad \nu_\mu = \sqrt{\frac{\mu \nu}{EF}}; \quad \nu_{c\mu} = \sqrt{\frac{\mu \nu_c}{EF}}.$$

З останнього частотного рівняння визначено дві частоти вільних коливань підвісного вантажотримкого конвеєра $\nu_1 = \frac{20}{3} c^{-1}$ і $\nu_2 = \frac{80}{3} c^{-1}$ за таких параметрів системи:

$$\begin{aligned} m_1 = m_2 = 100 \text{ кг}; \quad c(x) = 2 \text{ кН/м}^2, \quad l_1 = l_2 = 30 \text{ м}; \\ E = 2,1 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}; \quad F = 0,15 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2; \quad \xi(x) = 300 \text{ Н/м}; \quad \rho = 7,8 \text{ Н/м}^2. \end{aligned}$$

Необхідно зазначити, що особливі труднощі виникають при розв'язуванні системи рівнянь (9) з урахуванням функціоналів $\bar{\Phi}$, що враховують гістерезисні втрати в коливній системі конвеєра.

У цій роботі систему рівнянь (9) розв'язано без урахування функціонала $\bar{\Phi}$ і визначено перші дві частоти коливань підвісного вантажотримкого конвеєра. Система рівнянь (9) з урахуванням функціонала (9) може бути розв'язана деякими наближеними методами, наприклад, асимптотичним методом Крилова–Боголюбова–Мітропольського або суто числовими методами.

Отже, запропонована методика розрахунку дає змогу у першому наближенні визначати частоти і форми як вільних, так і вимушених коливань системи при проектуванні та вибирати оптимальні режими роботи навісних вантажотримких і штовхаючих конвеєрів.

1. Вибрації в техніці: Справочник в 6-ти т. – М.: Машиностроение, 1978–1981. Т. 1: Колебания линейных систем. – 1978. – 322 с. 2. Зенков Р.Л., Ивашков И.И., Колобов Л.Н. Машины непрерывного транспорта. – М.: Машиностроение, 304 с. 3. Пановко Я.Г. Основы прикладной теории колебаний и удара. – Л.: Машиностроение, 1976. – 320 с. 4. Писаренко Г.С., Богинич О.Е. Колебания кинематически возбуждаемых механических систем с учетом диссипации энергии. – К.: Наукова думка, 1984. – 220 с. 5. Харченко Е.В., Поліщук Л.К., Собковскі С. Розрахунок перехідних процесів у стрічковому конвеєрі з урахуванням рухомості меж транспортувального органу // Журн. “Технічні вісті”. – Львів: Вид-во ДУ “Львівська політехніка”. – 2001/1(12), 2(13). – С. 102–106. 6. Хорольський І.М. Замкнутый контур і розімкнута схема у дослідженнях динаміки машин безперервного транспорту // Вісн. Львів. політехн. ін-ту. – 1991. – №259. – С. 105–108.