

ЛІТЕРАТУРА

1. Артоболевский И.И. Динамика машинных агрегатов на предельных режимах движения / И.И. Артоболевский, В.С. Лощинин. – М.: Наука, 1977. – 325 с.
2. Грузоподъёмные машины / М.П. Александров, Л.Н. Колобов, Н.А. Лобов и др. – М.: Машиностроение, 1986. – 400 с.
3. Грузоподъёмные краны / Под ред. М.П. Александрова. – М.: Машиностроение. Кн. 1. – 1981. – 216 с.; Кн. 2. – 1981. – 287 с.
4. Казак С.А. Динамика мостовых кранов / С.А. Казак. – М.: Машиностроение, 1968. – 472 с.
5. Лобов Н.А. Динамика грузоподъёмных кранов / Н.А. Лобов. – М.: Машиностроение, 1987. – 160 с.
6. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т. 1. Механика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – 204 с.

УДК 621.873.01

В. С. ЛОВЕЙКІН, докт. техн. наук, **Ю. В. ЧОВНІЮК**, канд. техн. наук,
Національний університет біоресурсів і природокористування України

М. Г. ДІКТЕРУК, канд. техн. наук, **К. І. ПОЧКА**, канд. техн. наук
Київський національний університет будівництва і архітектури

УНІВЕРСАЛЬНИЙ МЕТОД АНАЛІЗУ ВИМУШЕНИХ КОЛИВАНЬ ЕЛЕМЕНТІВ МОСТОВИХ КРАНІВ У ПРОЦЕСАХ ЇХ ПУСКУ ПІД ВПЛИВОМ ШВИДКОЗМІННИХ СИЛ

Постановка проблеми. При роботі мостових кранів спостерігаються маятникові коливання вантажу, які викликають нерівномірний рух кранів або їх вантажних візків, додаткові навантаження на силові елементи кранів, створюють незручності при їх експлуатації, що необхідно враховувати при уточнених розрахунках як самих кранів, так і (мехатронних) систем управління ними.

Існуючі методи аналізу вимушених (у тому числі маятникових) коливань вантажу на канатах за класичною схемою математичного аналізу та найпростішою схемою двомасової системи для різних законів зміни у часі (t) вимушеної сили ($F(t)$) вимагають, на думку авторів даного дослідження, подальшого уточнення та

вдосконалення з метою оптимізації (мінімізації енергосилових та кінематичних характеристик руху) як самих систем управління кранів при їх пуску/гальмуванні, так і пошуку нових економічно обґрунтованих методів управління (у тому числі за допомогою сучасних мехатронних систем управління).

Аналіз публікацій по темі дослідження. Розрахунок вимушених коливань вантажу на канаті (маятникових коливань) мостового крану зазвичай проводять за найпростішою схемою двомасової системи [1-5], вважаючи при цьому, що кут відхилення канатів від вертикалі не перевищує $10^0 \dots 12^0$ (малі коливання). При цьому вважають також, що період маятникових коливань вантажу на гнучких канатах більше чи одного порядку з періодом розгону/гальмування крану, а рушійне зусилля приводного двигуна механізму пересування постійне й дорівнює середньому пусковому (гальмівному) значенню [5]. При цьому не враховують дисипативні процеси (поглинання енергії), які неминуче відбуваються при цьому, а також зміни у часі $F(t)$ – вимушеної сили.

Для обґрунтування методу розрахунку вимушених коливань кранових систем у період їх пуску застосований підхід авторів [6].

Результати робіт [5, 6] використані у даному дослідженні.

Мета даної роботи полягає у обґрунтуванні методу розрахунку вимушених коливань мостових кранів у період їх пуску, а також методу управління виникаючими маятниковими коливаннями вантажу на канаті, за якого вказані коливання мінімальні. При цьому враховані особливості зміни у часі (t) силового фактору ($F(t)$) та існує можливість створення економічно виправданій системи управління крановою системою у режимі її пуску.

Виклад основного матеріалу дослідження.

Відомо [5], що рівняння руху системи “вантажний візок – канат – вантаж” може бути подане у вигляді:

$$\ddot{x} + \omega^2 \cdot x = \frac{1}{m} \cdot F(t), \quad (1)$$

де x – горизонтальне переміщення вантажу відносно рухомої точки підвісу; ω – частота власних маятникових коливань вантажу відносно крану у період розгону:

$$\omega = \sqrt{\frac{(m_1 + m_2) \cdot g}{m_1 \cdot H}}; \quad (2)$$

H – довжина канату; $g = 9,81 \frac{M}{c^2}$ – прискорення вільного падіння;

$\frac{F(t)}{m} \equiv \frac{(P-W)}{m_1}$; P – сумарне тягове зусилля приводних коліс візка; W – сила опору

пересуванню візка; m_1 – маса вантажного візка; m_2 – маса вантажу; t – час.

1. Метод аналізу вимушених коливань кранової системи.

Рівняння руху (1) може бути проінтегроване у загальному виді за довільної вимушеної сили $F(t)$ [6]. Для цього перепишемо його у вигляді:

$$\frac{d}{dt}(\dot{x} + i \cdot \omega \cdot x) - i \cdot \omega \cdot (\dot{x} + i \cdot \omega \cdot x) = \frac{1}{m} \cdot F(t), \quad i^2 = -1, \quad (3)$$

або

$$\frac{d\xi}{dt} - i \cdot \omega \cdot \xi = \frac{1}{m} \cdot F(t), \quad (4)$$

де введена комплексна величина

$$\xi = \dot{x} + i \cdot \omega \cdot x. \quad (5)$$

(Крапка над символом означає диференціювання цієї величини по часу t).

Рівняння (4) вже не другого, а першого порядку. Без правої частини його розв'язок був би $\xi(t) = A \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$ з постійною A . Користуючись загальним правилом, шукаємо розв'язок неоднорідного рівняння у вигляді $\xi = A(t) \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$ і для функції $A(t)$ отримаємо рівняння:

$$\dot{A}(t) = \frac{1}{m} \cdot F(t) \cdot \exp(-i \cdot \omega \cdot t). \quad (6)$$

Інтегруючи його, матимемо розв'язок рівняння (5) у вигляді:

$$\xi(t) = \exp(i \cdot \omega \cdot t) \cdot \left\{ \int_0^t \frac{1}{m} \cdot F(t) \cdot \exp(-i \cdot \omega \cdot t) dt + \xi_0 \right\}, \quad (7)$$

де постійна інтегрування ξ_0 обрана таким чином, щоб представляти собою значення ξ у момент $t = 0$. Це і є шуканий загальний розв'язок; функція $x(t)$ дається наступним виразом:

$$x(t) = \frac{\text{Im}(\xi)}{i \cdot \omega}, \quad (8)$$

а функція $\dot{x}(t)$:

$$\dot{x}(t) = \text{Re}(\xi), \quad (9)$$

2. Визначення вимушених коливань кранової системи під впливом сили $F(t)$ за початкових умов $t = 0$, при яких система знаходиться у положенні рівноваги.

Визначимо закон руху $x(t)$ кранової системи при початкових умовах $x|_{t=0} = \dot{x}|_{t=0} = 0$.

2.1. $F = const = F_0$.

Використовуючи формули (7)-(9) для цього випадку маємо:

$$x(t) = \frac{F_0}{m \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos \omega \cdot t) = \frac{2 \cdot F_0}{m \cdot \omega^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\omega \cdot t}{2} \right); \quad \dot{x}(t) = \frac{F_0}{m \cdot \omega} \cdot \sin \omega \cdot t. \quad (10)$$

Таким чином, дія постійної сили призводить до зміщення положення рівноваги, навколо котрого відбуваються коливання.

2.2. $F = a \cdot t$, $[a] = H/c$.

$$x(t) = \frac{a}{m \cdot \omega^3} \cdot (\omega \cdot t - \sin \omega \cdot t); \quad \dot{x}(t) = \frac{a}{m \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos \omega \cdot t) = \frac{2 \cdot a}{m \cdot \omega^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\omega \cdot t}{2} \right). \quad (11)$$

2.3. $F = F_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$, $[\alpha] = c^{-1}$.

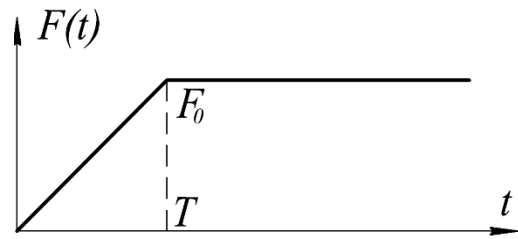
$$\begin{cases} x(t) = \frac{F_0}{m \cdot (\omega^2 + \alpha^2)} \cdot \left\{ \exp(-\alpha \cdot t) - \cos \omega \cdot t + \frac{\alpha}{\omega} \cdot \sin \omega \cdot t \right\}; \\ \dot{x}(t) = \frac{F_0}{m \cdot (\omega^2 + \alpha^2)} \cdot \left\{ (-\alpha) \cdot \exp(-\alpha \cdot t) + \omega \cdot \sin \omega \cdot t + \alpha \cdot \cos \omega \cdot t \right\}. \end{cases} \quad (12)$$

2.4. $F = F_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot t) \cdot \cos(\beta \cdot t)$, $[\beta] = c^{-1}$.

$$\begin{cases} x(t) = \frac{F_0}{m \cdot \left[(\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2)^2 + 4 \cdot \alpha^2 \cdot \beta^2 \right]} \times \\ \times \left\{ -(\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \cos \omega \cdot t + \frac{\alpha}{\omega} \cdot (\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2) \cdot \sin \omega \cdot t + \right. \\ \left. + \exp(-\alpha \cdot t) \cdot \left[(\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \cos \beta \cdot t - 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \sin \beta \cdot t \right] \right\}; \\ \dot{x}(t) = \frac{F_0}{m \cdot \left[(\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2)^2 + 4 \cdot \alpha^2 \cdot \beta^2 \right]} \times \\ \times \left\{ \omega \cdot (\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \sin \omega \cdot t + \alpha \cdot (\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \cos \omega \cdot t + \right. \\ \left. + (-\alpha) \cdot \exp(-\alpha \cdot t) \cdot \left[(\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \cos \beta \cdot t - 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \sin \beta \cdot t \right] + \right. \\ \left. + \exp(-\alpha \cdot t) \cdot \left[(-\beta) \cdot (\omega^2 + \alpha^2 - \beta^2) \cdot \sin \beta \cdot t - 2 \cdot \alpha \cdot \beta^2 \cdot \cos \beta \cdot t \right] \right\}. \end{cases} \quad (13)$$

$$2.5. \quad F(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ F_0 \cdot t/T, & 0 \leq t \leq T; \\ F_0, & t \geq T. \end{cases} \quad (14)$$

Графік залежності $F(t)$ для випадку 2.5 поданий на рис. 1.



Для моменту $t = 0$ кранова система знаходиться у положенні рівноваги та у стані спокою.

Рис. 1. Графік зміни $F(t)$ для залежності (14).

При $0 < t < T$ коливання, які задовольняють початковим умовам (з урахуванням (11)) мають вид:

$$x(t) = \frac{F_0}{m \cdot T \cdot \omega^3} \cdot (\omega \cdot t - \sin \omega \cdot t); \quad \dot{x}(t) = \frac{F_0}{m \cdot T \cdot \omega^2} \cdot (1 - \cos \omega \cdot t) = \frac{2 \cdot F_0}{m \cdot T \cdot \omega^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\omega \cdot t}{2}\right). \quad (15)$$

При $t > T$ шукаємо розв'язок у вигляді:

$$\begin{cases} x(t) = C_1 \cdot \cos \omega \cdot (t - T) + C_2 \cdot \sin \omega \cdot (t - T) + \frac{F_0}{m \cdot \omega^2}; \\ \dot{x}(t) = -\omega \cdot C_1 \cdot \sin \omega \cdot (t - T) + \omega \cdot C_2 \cdot \cos \omega \cdot (t - T). \end{cases} \quad (16)$$

З умов неперервності x та \dot{x} при $t = T$ знаходимо, використовуючи вирази (15) та (16), для C_1 та C_2 :

$$C_1 = -\frac{F_0}{m \cdot T \cdot \omega^3} \cdot \sin \omega \cdot T; \quad C_2 = \frac{F_0}{m \cdot T \cdot \omega^3} \cdot (1 - \cos \omega \cdot T). \quad (17)$$

Умова, за якої коливання у цьому випадку (для $F(t)$ (14)) відсутні при $t > T$, має вид:

$$\omega \cdot T = 2 \cdot \pi \cdot n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (18)$$

Нижче у таблиці 1 наведені значення T , c для різних значень ω , c^{-1} та n .

Таблиця 1.

Значення T , c для різних значень ω , c^{-1} та n

n	ω, c^{-1}						
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,5
1	12,57	10,47	8,98	7,85	6,98	6,28	4,19
2	27,14	20,94	17,96	15,70	13,96	12,56	8,38
3	37,71	31,41	26,94	23,55	20,94	18,84	12,57
4	50,28	41,88	35,92	31,40	27,92	25,12	16,76

$$2.6. \quad F(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ F_0, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & t > T. \end{cases} \quad (19)$$

Графік залежності $F(t)$ для випадку 2.5 поданий на рис. 2.

Розв'язок можна знайти так, як у пункті 2.5, але значно простіше використати формулу (7). При $t > T$ маємо вільні коливання навколо положення $x = 0$; при цьому:

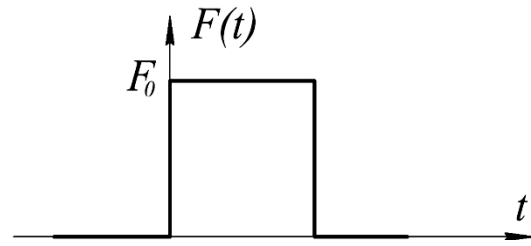


Рис. 2. Графік зміни $F(t)$ для залежності (19).

$$\xi = \frac{F_0}{m} \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \cdot \int_0^t e^{-i \cdot \omega \cdot t} dt = \frac{F_0}{i \cdot \omega \cdot m} \cdot (1 - e^{-i \cdot \omega \cdot T}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t}. \quad (20)$$

З (20) легко знайти:

$$\begin{cases} x(t) = \frac{F_0 \cdot \sin \omega \cdot T}{\omega^2 \cdot m} \cdot \sin \omega \cdot t - \frac{F_0 \cdot (1 - \cos \omega \cdot T)}{m \cdot \omega^2} \cdot \cos \omega \cdot t, & t > T; \\ \dot{x}(t) = \frac{F_0 \cdot \sin \omega \cdot T}{\omega \cdot m} \cdot \cos \omega \cdot t + \frac{F_0 \cdot (1 - \cos \omega \cdot T)}{m \cdot \omega} \cdot \sin \omega \cdot t. \end{cases} \quad (21)$$

Умова, за якої коливання у цьому випадку (для $F(t)$ (19)) відсутні при $t > T$, має вид (18).

3. Розрахунок оптимального режиму пуску кранової системи.

3.1. Закон зміни $F(t)$, що задовольняє певним умовам гладкості.

Зазвичай при пуску кранів мостового типу використовується закон $F(t)$ типу (10), проте у реальній ситуації (для уточнених розрахунків режиму пуску) слід мінімізувати або зовсім знищити небажані коливання вантажу на канаті, а режим пуску реалізувати для $F(t)$ типу (14). При цьому слід $F(t)$ задовольняти певним умовам гладкості, котрі знижують виникаючі коливання. Використаємо ці міркування тільки для закону $F(t)$ (не враховуючи умов гладкості для закону $x(t)$ та його похідних по часу t).

Нехай потрібно встановити $F(t)$, яке задовольняє наступним умовам (рис. 3):

$$F|_{t=0} = 0; \quad F|_{t=T} = F_0; \quad \left. \frac{dF}{dt} \right|_{t=0} = 0; \quad \left. \frac{dF}{dt} \right|_{t=T} = 0. \quad (22)$$

Закон $F(t)$, який задовольняє умовам (22), розшукуємо серед функцій типу:

$$F(t) = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + a_3 \cdot t^3. \quad (23)$$

З першої та третьої умов (22) знаходимо:

$$a_0 = 0, \quad a_1 = 0.$$

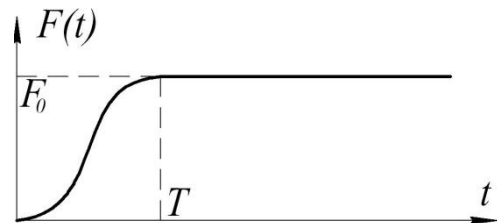


Рис. 3. Графік зміни $F(t)$ для умов (22).

Друга й четверта умови (22) визначають коефіцієнти a_2 та a_3 наступним чином:

$$a_2 = 3 \cdot F_0 \cdot \frac{1}{T^2}; \quad a_3 = -\frac{2 \cdot F_0}{T^3}. \quad (24)$$

Отже, шуканий закон $F(t)$, що задовольняє умовам гладкості (22), має вид:

$$F(t) = 3 \cdot F_0 \cdot \frac{t^2}{T^2} - 2 \cdot F_0 \cdot \frac{t^3}{T^3}. \quad (25)$$

Слід зазначити, що точка перетину $F(t)$ з (25) лежить всередині інтервалу $0 < t < T$ і задовольняє умовам:

$$\left. \frac{d^2 F}{dt^2} \right|_{t^*} = 0 \Rightarrow t^* = \frac{T}{2}. \quad (26)$$

3.2. Закон зміни $F(t)$, що задовольняє певним умовам гладкості (самої функції $F(t)$ та похідних по часу $x(t)$ вищого порядку).

З рівняння (1) маємо:

$$\ddot{x} = \frac{F(t)}{m} - \omega^2 \cdot x. \quad (27)$$

Послідовно диференціюючи (27) двічі по t маємо:

$$\ddot{\ddot{x}} = \frac{dF(t)}{dt} - \omega^2 \cdot \dot{x}; \quad x^{(IV)} = \frac{d^2 F(t)}{dt^2} - \omega^2 \cdot \ddot{x}. \quad (28)$$

Якщо виконуються початкові умови:

$$x|_{t=0} = 0; \quad \dot{x}|_{t=0} = 0, \quad (29)$$

тоді для (27) маємо:

$$\{F(t)|_{t=0} = 0; \quad x|_{t=0} = 0\} \Rightarrow \ddot{x}|_{t=0} = 0. \quad (30)$$

Для першого рівняння (28) маємо:

$$\left\{ \left. \frac{dF(t)}{dt} \right|_{t=0} = 0; \quad \dot{x}|_{t=0} = 0 \right\} \Rightarrow \ddot{\ddot{x}}|_{t=0} = 0. \quad (31)$$

Для другого рівняння (28) маємо:

$$\left\{ \ddot{x}|_{t=0} = 0; \quad \left. \frac{d^2 F(t)}{dt^2} \right|_{t=0} = 0 \right\} \Rightarrow x^{(IV)}|_{t=0} = 0. \quad (32)$$

При $t = T$:

$$\{F(t)|_{t=T} = F_0; \quad x|_{t=T} = x_T = L; \quad \ddot{x}|_{t=T} = 0\} \Rightarrow \frac{F_0}{m} = \omega^2 \cdot L \Rightarrow F_0 = m \cdot \omega^2 \cdot L, \quad (33)$$

де L – відстань, яку проходить вдовж рейкового шляху вантажний візок за термін часу $t = T$.

$$\left\{ \dot{x}|_{t=T} = V; \quad \ddot{x}|_{t=T} = 0 \right\} \Rightarrow \left. \frac{dF(t)}{dt} \cdot \frac{1}{m} \right|_{t=T} = \omega^2 \cdot V, \quad (34)$$

де V – швидкість рівномірного руху візка після закінчення терміну $t=T$ (тобто після закінчення перехідного процесу щодо функції $F(t)$).

$$\left\{ x^{(IV)}|_{t=T} = 0; \quad \ddot{x}|_{t=T} = 0 \right\} \Rightarrow \left. \frac{1}{m} \cdot \frac{d^2 F(t)}{dt^2} \right|_{t=T} = 0. \quad (35)$$

Остаточно, для визначення функції $F(t)$ маємо наступні умови:

$$\begin{cases} F(t)|_{t=0} = 0; & \left. \frac{dF(t)}{dt} \right|_{t=0} = 0; & \left. \frac{d^2 F(t)}{dt^2} \right|_{t=0} = 0; \\ F(t)|_{t=T} = F_0; & \left. \frac{1}{m} \cdot \frac{dF(t)}{dt} \right|_{t=T} = \omega^2 \cdot V; & \left. \frac{1}{m} \cdot \frac{d^2 F(t)}{dt^2} \right|_{t=T} = 0. \end{cases} \quad (36)$$

При виконанні умов (36) забезпечена висока якість руху (його гладкість), як на початку руху: $x|_{t=0} = \dot{x}|_{t=0} = \ddot{x}|_{t=0} = 0$, так і у його стабілізаційній (усталеній) фазі, коли:

$$x|_{t=T} = L; \quad \dot{x}|_{t=T} = V; \quad \ddot{x}|_{t=T} = \ddot{x}|_{t=T} = x^{(IV)}|_{t=T} = 0.$$

Функцію $F(t)$, що задовольняє умовам (36), шукаємо у вигляді:

$$F(t) = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + a_3 \cdot t^3 + a_4 \cdot t^4 + a_5 \cdot t^5. \quad (37)$$

З перших трьох умов (36) маємо:

$$a_0 = a_1 = a_2 = 0. \quad (38)$$

Для коефіцієнтів a_3 , a_4 та a_5 маємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{cases} a_3 \cdot T^3 + a_4 \cdot T^4 + a_5 \cdot T^5 = F_0; \\ 3 \cdot a_3 \cdot T^2 + 4 \cdot a_4 \cdot T^3 + 5 \cdot a_5 \cdot T^4 = m \cdot \omega^2 \cdot V; \\ 6 \cdot a_3 \cdot T + 12 \cdot a_4 \cdot T^2 + 20 \cdot a_5 \cdot T^3 = 0. \end{cases} \quad (39)$$

Розв'язуємо систему рівнянь (39) за правилом Крамера:

$$\begin{aligned} a_3 &= \frac{\Delta a_3}{\Delta}; & a_4 &= \frac{\Delta a_4}{\Delta}; & a_5 &= \frac{\Delta a_5}{\Delta}; \\ \Delta &= \begin{vmatrix} T^3; & T^4; & T^5; \\ 3 \cdot T^2; & 4 \cdot T^3; & 5 \cdot T^4; \\ 6 \cdot T; & 12 \cdot T^2; & 20 \cdot T^3. \end{vmatrix}; & \Delta a_3 &= \begin{vmatrix} F_0; & T^4; & T^5; \\ m \cdot \omega^2 \cdot V; & 4 \cdot T^3; & 5 \cdot T^4; \\ 0; & 12 \cdot T^2; & 20 \cdot T^3. \end{vmatrix}; \\ \Delta a_4 &= \begin{vmatrix} T^3; & F_0; & T^5; \\ 3 \cdot T^2; & m \cdot \omega^2 \cdot V; & 5 \cdot T^4; \\ 6 \cdot T; & 0; & 20 \cdot T^3. \end{vmatrix}; & \Delta a_5 &= \begin{vmatrix} T^3; & T^4; & F_0; \\ 3 \cdot T^2; & 4 \cdot T^3; & m \cdot \omega^2 \cdot V; \\ 6 \cdot T; & 12 \cdot T^2; & 0. \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (40)$$

Таким чином, шуканий вираз для $F(t)$ має вид:

$$F(t) = a_3 \cdot t^3 + a_4 \cdot t^4 + a_5 \cdot t^5, \quad (41)$$

де коефіцієнти a_3 , a_4 та a_5 визначаються зі співвідношень (40).

Висновки. 1. Запропонований універсальний метод аналізу вимушених коливань елементів мостових кранів у процесах їх пуску під впливом швидкозмінних сил, у якому використані функції комплексної змінної. 2. Визначений закон зміни у часі (t) функції, що описує вплив на кранову систему зовнішніх силових факторів $F(t)$, за якого якість руху системи суттєво підвищується, а сам рух відбувається з такими значеннями кінематичних та динамічних параметрів, котрі забезпечують високу його гладкість (як на початку процесу розгону, так і у його кінці, коли система переходить у штатний режим руху, а саме рівномірний рух вантажного візка вдовж рейкового шляху). За умовами реалізації подібного закону для силового фактору $F(t)$ виникаючі вимушені коливання мінімізуються. 3. Отримані у роботі результати можуть у подальшому бути використані для уточнення та вдосконалення існуючих інженерних методів розрахунку кранових систем на стадіях пуску як при їх проектуванні/конструюванні, так і у режимах реальної експлуатації. Крім того, результати даного дослідження поліпшують параметри та підвищують ефективність функціонування у цілому (мехатронних) систем управління мостовими кранами та їх системами.

ЛІТЕРАТУРА

1. Артоболевский И.И. Динамика машинных агрегатов на предельных режимах движения / И.И. Артоболевский, В.С. Лощинин. – М.: Наука, 1977. – 325 с.
2. Грузоподъёмные машины / М.П. Александров, Л.Н. Колобов, Н.А. Лобов и др. – М.: Машиностроение, 1986. – 400 с.
3. Грузоподъёмные краны / Под ред. М.П. Александрова. – М.: Машиностроение. Кн. 1. – 1981. – 216 с.; Кн. 2. – 1981. – 287 с.
4. Казак С.А. Динамика мостовых кранов / С.А. Казак. – М.: Машиностроение, 1968. – 472 с.
5. Лобов Н.А. Динамика грузоподъёмных кранов / Н.А. Лобов. – М.: Машиностроение, 1987. – 160 с.
6. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т. 1. Механика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – 204 с.