

The solutions to the minimax control and monitor thermal dimensional object control (e.g. drying chamber) in a comprehensive and accurate, as well as incomplete and inaccurate measurements of the state. Experimentally studied the optimal control, monitoring, and the values of the state of origin of the optimality criteria of the object in these conditions. Investigated admissible perturbations in the case of incomplete and inaccurate measurements, calculating the values of the criteria and the value of their upper limits. The analysis of transients matrix elements of feedback for both cases, the measurement object's state. The analysis of the transients optimal controls, system states, observations and assessments of the quality of the optimal minimax Kalman-Bucy filter. The optimal range of admissible perturbations. It is proved that the synthesized minimax control has a margin of stability, the larger of the calculated.

**optimization task, linear  $n$ -dimensional dynamical system, drying chamber, temperature, minimax control (evaluation), the region of admissible perturbations, the quality of the transition process**

Одержано 08.10.13

УДК 622.6

**В.С. Ловейкін, проф., д-р техн. наук, Ю.В. Човнюк, доц., канд. техн. наук, А.П. Сачик, асп.**

*Національний університет біоресурсів і природокористування України, м.Київ*

## Дослідження режимів руху гілки неврівноваженої підйомної установки

Проведений динамічний аналіз робочих режимів руху гілки неврівноваженої підйомної установки. Для встановлення основних кінематичних та силових характеристик руху вказаної гілки використані методи математичної фізики.

**дослідження, режими руху, гілка, неврівноваженість, підйомна установка**

**В.С. Ловейкин, Ю.В. Човнюк, А.П. Сачик**

*Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины*

**Исследование режимов движения ветви неуравновешенной подъемной установки**

Проведен динамический анализ рабочих режимов движения ветви неуравновешенной подъемной установки. Для установления основных кинематических и силовых характеристик движения указанной ветви использованы методы атематической физики.

**исследование, режимы движения, ветвь, неуравновешенность, подъемная установка**

**Постановка проблеми.** Переважна більшість досліджень динаміки шахтних підйомних канатів (канатів вантажопідйомних кранів ліфтів) базується на рівняннях поздовжніх коливань пружного стрижня.

Розмаїття моделей, які використовуються для динамічного розрахунку ліфтів та шахтних підйомних установок, можна умовно розділити на дві групи. До першої відносяться розрахункові моделі, протяжні елементи котрих мають фіксовану, наперед задану довжину. Вони достатньо добре і вдало описують більшість розрахункових режимів роботи шахтних канатів у момент пуску й гальмування підйомної установки.

Такі механічні системи зазвичай успішно розв'язуються методом розділення змінних. Найбільш актуальні задачі динаміки подібних систем можна вважати вирішеними.

До другої групи відносяться розрахункові моделі, протяжні елементи котрих мають змінну довжину. Перші спроби розгляду шахтних канатів, як систем змінної довжини, були зроблені у кінці 20-х років ХХ століття О.С. Локшиним, хоча прийняті ним розрахункові схеми виявились фізично не досить коректними.

Зараз при розв'язуванні задач динаміки ниток змінної довжини переважний розвиток набули аналітичні методи, серед котрих слід зазначити перш за все методи хвиль, які розповсюджуються, та інтегро-диференціальних рівнянь зі змінними у часі ядрами та межами інтегрування.

**Аналіз публікацій по темі дослідження.** На можливість розв'язку задач динаміки канату змінної довжини методом хвиль, що розповсюджуються, вперше вказав М.П. Неронов [1,8]. Однак шлях розв'язку задачі, який навів вказаний автор, виявився доволі важким щодо реалізації.

Рух нитки змінної довжини за допомогою інтегро-диференціальних рівнянь зі змінними у часі параметрами описаний у монографіях [1,2]. Для наближеного розв'язку отриманих рівнянь використані асимптотичні методи нелінійної механіки. Складність вказаних аналітичних методів ускладнює їх застосування у інженерній практиці, а степінь розробки цих методів ще недостатня для успішної їх формалізації на ПЕОМ.

Одним із перспективних шляхів розв'язку задач динаміки нитки змінної довжини є використання спеціального інтегро-диференціального співвідношення [3], яке дозволяє інтегрувати рівняння руху об'єкту змінної довжини шляхом розв'язку задачі Коші для системи звичайних диференціальних рівнянь з аргументом, що відхиляється, а розв'язок у чисельній формі може бути отриманий на ПЕОМ [4,5].

Автор [6,7] застосував інтегро-диференціальне співвідношення у теорії пружної нитки (канату) змінної довжини, щоб розв'язати задачу Коші аналітично. Отримане у цих роботах рівняння руху канату вимагає застосування ПЕОМ.

Разом з тим відомі підходи [9], які дозволяють подібні задачі розв'язувати методами математичної фізики (без застосування ПЕОМ).

Результати цитованих вище робіт будуть використані для розв'язку задачі Коші для канату (змінної) довжини  $l$  у даному дослідженні.

Мета роботи полягає у обґрунтуванні аналітичного методу розв'язку задачі Коші для канатів шахтних підйомних установок (канатів вантажопідйомних кранів, ліфтів, тощо), який дозволяє визначати основні їх кінематично-силові характеристики.

**Виклад основного змісту дослідження.** У монографії [2] сформульовані дві основні задачі динаміки одновимірних неперервних систем змінної довжини. Перша основна задача полягає у визначенні закону руху об'єкту за заданою швидкістю зміни його довжини, друга – у визначенні руху системи при заданні силового фактору, який викликає зміну довжини системи.

Принципова різниця між цими задачами полягає у тому, що у першому випадку довжина об'єкту у кожний поточний момент часу відома, тоді як у другому закон зміни довжини у часі слід визначати. Тому друга основна задача суттєво складніша першої.

Визначення закону руху вантажу у підйомній установці є предметом другої основної задачі, оскільки у реальних об'єктах зазвичай відомий закон зміни зусилля, яке призводить до руху механічної системи.

Розглянемо систему, утворену пружною ниткою (канатом), на нижньому кінці котрої знаходиться зосереджена маса. Підйом вантажу здійснюється намотуванням канату на барабан (рис. 1). Приведена система слугує розрахунковою моделлю гілки неврівноваженої підйомної установки [3]. (Автори роботи [3], нажаль, встановили основні особливості руху такої механічної системи, проте допустили при цьому багато прикрих помилок. У подальшому виклад буде здійснений з урахуванням виправлень у наведеній роботі).

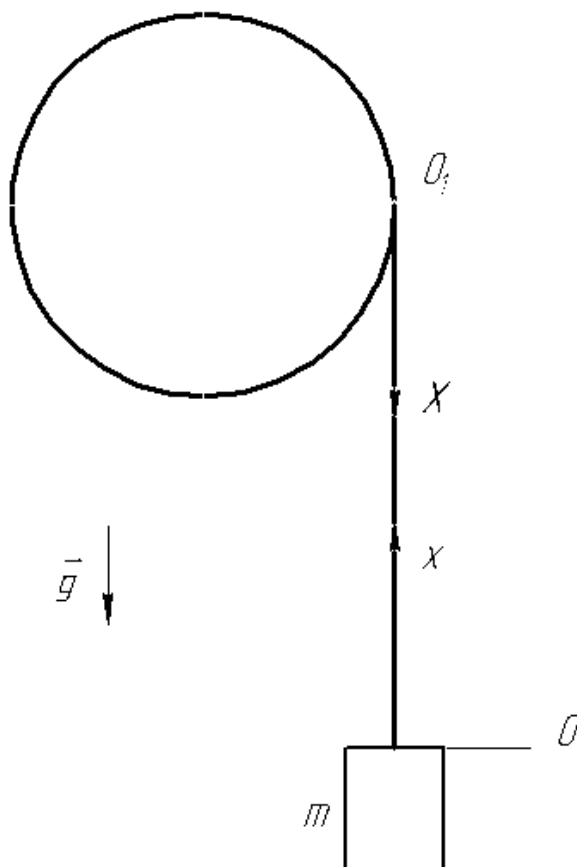


Рисунок 1 – Розрахункова схема робочої гілки неврівноваженої підйомної установки ( $\vec{g}$  - вектор прискорення вільного падіння)

Введемо дві координатні системи: нерухомі ейлерові (просторові) координати  $X$  й рухомі лагранжові (матеріальні) координати  $x$ , зв'язані з канатом. Початок координатної вісі  $X$  оберемо у точці набігання канату на барабан ( $O_1$ ) і спрямуємо її у бік вантажу. Лагранжові координати будемо відраховувати від точки прикладання вантажу ( $O$ ) у бік барабану ( $m$  – маса вантажу на канаті).

Поздовжні переміщення поперечного перерізу з лагранжовою координатою  $x$  у момент часу  $t$  відносно нерухомого простору описуються виразом  $u(x,t)$ . Додатній напрямок переміщень співпадає з напрямком вісі  $Ox$ .

Положення довільного перерізу канату у нерухомій системі координат визначається залежністю:

$$X(x,t) = X_0(t) - x - u(x,t), \quad (1)$$

де  $X_0(t)$  – залежність від часу ейлерової координати точки прикладання вантажу, тобто траєкторія її руху у нерухомій системі відліку (визначається режимом підйому вантажу). Прискорення елемента канату:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = \frac{d^2 X_0(t)}{dt^2} - \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Рівняння руху елемента, складене у відповідності з принципом Даламбера, прийме вигляд:

$$E \cdot S \cdot \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = \rho \left( g + \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} - \frac{d^2 X_0(t)}{dt^2} \right), \quad (3)$$

де  $\rho$  – лінійна щільність матеріалу канату, кг/м;

$E$  – модуль пружності, Н/м<sup>2</sup>;

$S$  – площа поперечного перерізу канату, м<sup>2</sup>.

У результаті скорочення обох частин рівності (3) на величину  $\rho$  матимемо неоднорідне хвильове рівняння відносно переміщень:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - a^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{d^2 X_0(t)}{dt^2} - g, \quad (4)$$

де  $a$  – швидкість розповсюдження поздовжніх хвиль у матеріалі канату, м/с ( $a^2 = ES/\rho$ ).

Здійснюючи заміну змінних за формулою:

$$U(x,t) = X_0(t) - u(x,t), \quad (5)$$

де  $U(x,t)$  – нова залежна змінна, рівнянню руху канату можна надати форми неоднорідного хвильового рівняння з постійною правою частиною:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - a^2 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = g. \quad (6)$$

Нова залежна змінна має дещо штучне фізичне тлумачення: якби точка прикладання вантажу рухалась, за тим самим законом, що й переріз  $x$ , тоді положення вантажу у довільний момент часу  $t$ , описувалось би виразом  $U(x,t)$ . Зрозуміло, що у точці прикладення вантажу має місце рівність:

$$U(0,t) = X_0(t). \quad (7)$$

Сформулюємо граничні умови задачі. У лагранжовій системі координат при підйомі вантажу значення координати точки його прикладення залишається незмінним:  $x=0$ . У той самий час внаслідок зміни довжини канату змінюється лагранжова координата точки набігання канату на барабан. Тому різниця  $X_0(t)-L(t)$  дорівнює видовженню канату у цей момент часу.

Припустимо, що вантаж має вагу  $Q$ , тоді у точці його прикладення має місце рівність:

$$ES \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = Q - \frac{Q}{g} \cdot \left( \frac{d^2 X_0}{dt^2} - \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} \right). \quad (8)$$

Переходячи до нової залежної змінної, отримаємо граничну умову у нижньому перерізі гілки:

$$x = 0; \quad \frac{\partial U}{\partial x} = \tilde{m} \cdot \left( \frac{d^2 X_0}{dt^2} - g \right), \quad (9)$$

де  $\tilde{m}$  - константа, яка визначається масою кінцевого вантажу:  $\tilde{m} = \frac{Q}{g \cdot ES}$ .

(Справжня маса вантажу  $m = \frac{Q}{g}$ ).

Будемо вважати, що у точці набігання на барабан до канату прикладена сила, величина котрої є відомою функцією часу  $t$ . Тоді гранична умова у верхньому перерізі канату може бути подана у вигляді:

$$x = L(t); \quad \frac{\partial U}{\partial x} = -f(t), \quad (10)$$

де  $f(t)$  – функція, яка дорівнює відношення величини прикладеної сили до поздовжньої сили  $ES$ , тобто це безрозмірна сила.

У початковий момент часу розглядувана система знаходиться у стані статичної рівноваги. Переміщення перерізів канату задовольняють диференціальному рівнянню рівноваги:

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = \frac{g}{a^2}, \quad (11)$$

й повинні задовольняти граничним умовам:

$$u(x,t) = 0, \quad \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} = \tilde{m} \cdot g, \quad \text{при } x=0. \quad (12)$$

Перша з цих умов є наслідком прийнятої системи відліку переміщень, а друга встановлює рівність між внутрішнім зусиллям у нижньому перерізі канату й вагою вантажу. Наведеному диференціальному рівнянню й граничним умовам задовольняє наступний вираз для переміщень:

$$u(x,0) = \tilde{m} \cdot g \cdot x + \frac{g}{2a^2} \cdot x^2. \quad (13)$$

Відлік переміщень ведеться у рухомій системі координат, зв'язаній з точкою прикладання вантажу. При деформації канату під дією ваги вантажу і власної ваги відбувається опускання нижнього перерізу. Внаслідок цього верхній переріз отримує додатне переміщення відносно точки координат, яке дорівнює видовженню канату:

$$u(l,0) = \tilde{m} \cdot g \cdot l + \frac{g}{2a^2} \cdot l^2. \quad (14)$$

Оскільки початкове значення ейлерової координати точки прикладення вантажу:

$$X_0(0) = l + \tilde{m} \cdot g \cdot l + \frac{g}{2a^2} l^2, \quad (15)$$

то вираз залежної змінної  $U$  у початковий момент часу згідно виразу (5) має вид:

$$U(x,0) = l - \tilde{m} \cdot g \cdot (x - l) - \frac{g}{2a^2} (x^2 - l^2). \quad (16)$$

Диференціюючи вираз переміщень у точці  $x=l$ , можна впевнитись у тому, що зусилля у верхньому перерізі дорівнює сумарній вазі вантажу й канату. Воно також повинне дорівнювати початковому значенню прикладеної сили, звідки:

$$f(0) = \frac{\partial u(l,0)}{\partial x} = g \cdot \left( \tilde{m} + \frac{l}{a^2} \right). \quad (17)$$

Початкова швидкість канату з вантажем дорівнює нулю, внаслідок чого виконуються початкові умови:

$$\frac{dX_0(0)}{dt} = 0, \quad \frac{\partial U(x,0)}{\partial t} = 0. \quad (18)$$

Визначення закону руху розглядуваної механічної системи зводиться до інтегрування хвильового рівняння (6) за граничними умовами (9), (10) й початкових умовах (15) - (18).

Для визначення функцій  $L(t)$  й  $X_0(t)$  слід використати наступну систему диференціальних рівнянь:

$$\begin{cases} [1 + f(t)] \cdot \frac{dL}{dt} - \frac{g}{a} \cdot L = -\tilde{m} \cdot a \cdot \frac{d^2 X_0(t - x/a)}{dt^2} + \frac{dX_0(t - x/a)}{dt} - a \cdot [f(t) - \tilde{m}g]; \\ \tilde{m} \cdot a \cdot \frac{d^2 X_0(t + x/a)}{dt^2} + \frac{dX_0(t + x/a)}{dt} = [1 + f(t)] \cdot \frac{dL}{dt} + \frac{g}{a} \cdot L - a \cdot [f(t) - \tilde{m}g]. \end{cases} \quad (19)$$

Тут при обчисленні аргументів невідомих функцій величина  $x$  визначається залежністю:  $x=L(t)$  як функція незалежної змінної  $t$ .

У практичному відношенні визначення названих функцій представляє найбільший інтерес, оскільки воно дозволяє розмірковувати про відповідність між законом руху вантажу й видовженням канату, з однієї сторони, й законом дії прикладеної сили – з іншої.

Характерна особливість системи (19) полягає у тому, що у ній одночасно наявні значення шуканих функцій та їх похідних, що відповідають різним часовим інтервалам. Це дозволяє для інтегрування системи ефективно використовувати процес послідовного продовження розв'язків. У даному сенсі отримані рівняння утворюють систему з аргументом, що відхиляється.

Початкові умови для  $L(t)$  мають вид:

$$L(t)|_{t=0} = l, \quad (20)$$

а для  $X_0(t)$  –

$$X_0(t)|_{t=0} = X_0(0) = l + \tilde{m}gl + \frac{g}{2a^2} \cdot l^2, \quad \left. \frac{dX_0}{dt} \right|_{t=0} = 0. \quad (21)$$

Інтегруючи систему (19), знаходимо залежності  $L(t)$ ,  $X_0(t)$ . Тоді для функції  $U(x,t)$  початково-гранична задача набуває наступного вигляду:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} - a^2 \cdot \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} = g; U(x,0) = l - \tilde{m} \cdot g \cdot (x-l) - \frac{g}{2a^2} \cdot (x^2 - l^2); \frac{\partial U(x,0)}{\partial t} = 0; \\ U(0,t) = X_0(t); U(x,t)|_{x=L(t)} = -f(t) \cdot L(t); \end{cases} \quad (22)$$

Задля скорочення записів та для зручності введемо такі позначення:

$$\begin{cases} l - \tilde{m} \cdot g \cdot (x-l) - \frac{g}{2a^2} \cdot (x^2 - l^2) = f^*(x); X_0(t) = \kappa_1(t); \\ -f(t) \cdot L(t) = \kappa_2(t). \end{cases} \quad (23)$$

Тоді задачу (22) можна подати у вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} - a^2 \cdot \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} = g; U(x,0) = f^*(x); \frac{\partial U(x,0)}{\partial t} = 0; \\ U(0,t) = \kappa_1(t); U(x,t)|_{x=L(t)} = \kappa_2(t). \end{cases} \quad (24)$$

Розв'язок цієї задачі (24) можна знайти, використовуючи підхід [9], а саме, шукаємо його у вигляді:

$$U(x,t) = \tilde{V}(x,t) + \tilde{W}(x,t), \quad (25)$$

де  $\tilde{W}(x,t) = \kappa_1(t) + [\kappa_2(t) - \kappa_1(t)] \cdot \frac{x}{L(t)}$ , а для  $\tilde{V}(x,t)$  маємо наступну задачу:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \tilde{V}(x,t)}{\partial t^2} = a^2 \cdot \frac{\partial^2 \tilde{V}(x,t)}{\partial x^2} + g_1(x,t); \tilde{V}(x,t)|_{x=0} = 0; \tilde{V}(x,t)|_{x=L(t)} = 0; \\ \tilde{V}(x,t)|_{t=0} = f_1^*(x); \frac{\partial \tilde{V}(x,t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = F_1^*(x). \end{cases} \quad (26)$$

У (26) введено позначення:

$$g_1(x,t) = g - \dot{\kappa}_1(t) - X \cdot \{[\ddot{\kappa}_2(t) - \ddot{\kappa}_1(t)] \cdot L^3(t) - [\kappa_2(t) - \kappa_1(t)] \dot{L}(t) \cdot L^2(t) - \\ [[\dot{\kappa}_2(t) - \dot{\kappa}_1(t)] \cdot L(t) - [\kappa_2(t) - \kappa_1(t)] \cdot \dot{L}(t)] \cdot 2 \cdot L(t) \cdot \dot{L}(t)\} \cdot L^{-4}(t); \quad (27)$$

$$f_1^*(x) = f^*(x) - \kappa_1(0) - [\kappa_2(0) - \kappa_1(0)] \cdot \frac{x}{l}; \quad (28)$$

$$F_1^*(x) = -\dot{\kappa}_1(0) - l^{-2} \cdot \{[\ddot{\kappa}_2(0) - \ddot{\kappa}_1(0)] \cdot l - [\kappa_2(0) - \kappa_1(0)] \cdot \dot{L}(0)\}. \quad (29)$$

Для знаходження  $\tilde{V}(x,t)$  маємо:

$$\tilde{V}(x, t) = \tilde{V}_1(x, t) + \tilde{W}_1(x, t), \quad (30)$$

де  $\tilde{W}_1(x, t)$  визначається зі співвідношення:

$$\begin{cases} \tilde{W}_1(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ a_k(t) \cdot \cos\left(\frac{k\pi at}{L(t)}\right) + b_k(t) \cdot \sin\left(\frac{k\pi at}{L(t)}\right) \right\} \cdot \sin\left[\frac{k\pi x}{L(t)}\right] \\ a_k(t) = \frac{2}{L(t)} \cdot \int_0^{L(t)} f_1^*(x) \cdot \sin\left[\frac{k\pi x}{L(t)}\right] dx; b_k(t) = \frac{2}{k\pi a} \cdot \int_0^{L(t)} F_1^*(x) \cdot \sin\left[\frac{k\pi x}{L(t)}\right] dx. \end{cases} \quad (31)$$

Для визначення  $\tilde{V}_1(x, t)$  маємо наступні співвідношення:

$$\tilde{V}_1(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} T_k(t) \cdot \sin\left\{\frac{k\pi x}{L(t)}\right\}, \quad (32)$$

а  $T_k(t)$  визначається наступним чином:

$$T_k(t) = \frac{2}{k\pi a} \cdot \int_0^t d\tau \int_0^{L(t)} g_1(\xi, \tau) \cdot \sin\left[\frac{k\pi a}{L(t)} \cdot (t - \tau)\right] \cdot \sin\left[\frac{k\pi \xi}{L(t)}\right] d\xi. \quad (33)$$

Фізичний зміст складових розв'язку  $U(x, t)$  наступний:

1.  $\tilde{W}(x, t)$  - складова розв'язку, яка описує коливання/рух у канаті за рахунок рухливості його кінців та змінної довжини самого канату;
2.  $\tilde{W}_1(x, t)$  - складова розв'язку, яка описує коливання/рух у канаті за рахунок ненульових початкових умов та змінної його довжини – т.з. власні коливання канату;
3.  $\tilde{V}_1(x, t)$  - складова розв'язку, яка описує коливання/рух у канаті, викликані вимушеною зовнішньою силою  $g_1(x, t)$  та змінною довжиною самого канату – т.з. вимушені коливання канату (змінної довжини).

#### Висновки:

1. Обґрунтована математична модель та встановлені основні причини, які викликають рух гілки неврівноваженої підйомної установки (механізму підйому вантажу вантажопідйомного крану) з урахуванням змінної довжини самого канату.
2. Аналітично визначені основні кінематичні та силові параметри можливих режимів руху вказаних механічних систем.
3. Отримані у роботі результати можуть у подальшому бути використані для уточнення і вдосконалення існуючих інженерних методів розрахунку подібних механічних систем, як на стадіях їх проектування/конструювання, так і у режимах реальної експлуатації, а також для потреб оптимізації функціонування у перехідних режимах роботи (пуску/гальмування).

#### Список літератури

1. Горошко О.А. введение в механику деформируемых одномерных тел переменной длины. /О.А. Горошко, Г.Н. Савин. – Киев: Наукова думка, 1971. – 224 с.
2. Савин Г.Н. динамика нити переменной длины (применительно к шахтным подъёмам). /Г.Н. Савин, О.А. Горошко. – Киев: изд-во АН УССР, 1962. – 332 с.
3. Червоненко А. Г. Динамика протяженных горных транспортных машин. /А. Г. Червоненко, А. Г. Раздольский, Ю. В. Заболотный. – Киев: Наукова думка, 1983. – 192 с.
4. Гаркави Н.Я. Численное решение задачи о движение груза в подъёмной установке. /Н.Я. Гаркави, А.Г. Раздольский//Динамика и прочность тяжелых машин. – 1979. – Вып. 4. – С. 46-54.



5. Раздольский А.Г. О движении нити переменной длины, несущей сосредоточенную массу. /А.Г. Раздольский//Динамика и прочность машин. – 1976. – Вып.24. – С.46-51.
6. Ишлинский А.Ю. Об одном интегро-дифференциальном соотношении в теории упругой нити (каната) переменной длины. /А.Ю. Ишлинский//Украинский математический журнал. – 1953. – Т.5. - №4 – С. 370-374.
7. Ишлинский А.Ю. Об уравнении продольных движений каната (упругой нити) переменной длины./А.Ю. Ишлинский//Доклады АН СССР. – 1954. – Т.95. - №5. – С.939-941.
8. Неронов Н.П. Определение напряжений в подъемных канатах. /Н.П. Неронов. – В кн.: Тр. совещ. По шахтным подъемным канатам. – М.;Л.:Изд-во АН СССР, 1944. – С. 53-63.
9. Кошляков Н. С. Уравнения в частных производных математической физики. /Н. С. Кошляков, Э. Б. Глинер, М. М. Смирнов. – М.: Высшая школа, 1970. – 712 с.

**V. Lovejkin, Y. Chovnjuk, A.Sachyk**

*National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kiev, Ukraine*

**The investigation of motion regimes of unbalance branch of hoisting plant**

The purpose of the article is to validate the analytical solution of Coshi's problem for hoisting plant's ropes and to determine their main kinematic and force characteristics as well.

The dynamic analysis of working condition' branch in unbalance plant is conducted. One may use the known methods of mathematical physics to establish the basic kinematic and force characteristics of motion for such specified branches.

The analytical determination of the main kinematic and force characteristics (parameters) of possible optimal work's regimes for such mechanical systems may be used in order to improve and to refine their existing engineering methods of consideration.

**research, motion's regimes, branch, unbalance, hoisting plant**

Одержано 08.11.13

**УДК 621.867(075.8)**

**И.М. Лукьянов, ст. викл.**

*Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства  
им. П. Василенко, Харьков*

## Определение необходимого натяжения лент норий-элеваторов и разработка способов его контроля

Изложены методики определения величины натяжения лент норий-элеваторов и двухэтапного его контроля.

Определение величины натяжения основано на использовании расчетных коэффициентов тяги, полученных при исследовании упругих перемещений ленты на дуге обхвата приводного барабана с учетом трения с помощью программной системы конечно-элементного комплекса «ANSYS». Полученные значения коэффициентов тяги проверены и уточнены на действующей рабочей нории. Предложенный метод контроля натяжения заключается в измерении вращательного момента на натяжном винте нории и изменении с высокой точностью частоты вращения натяжного барабана.

Разработанные методики определения натяжения ленты и двухэтапный способ его контроля позволяют надежно обеспечить тяговую способность приводных барабанов норий в оптимальном режиме без пробуксовки.

**нория, тяговая способность, упругие перемещения, коэффициент тяги, контроль натяжения, методы измерения**