

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ХАРЧОВИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

Інститут (факультет) ННІТІ ім. акад. І.С.Гулого
Кафедра мехатроніки та пакувальної техніки

«До захисту в ЕК» Директор інституту(декан факультету) <u>Блаженко С.І.</u> (підпис) (прізвище та ініціали)	«До захисту допущено» Завідувач кафедри МПТ <u>Соколенко А.І.</u> (підпис) (прізвище та ініціали)
« <u> </u> » <u> </u> 20 <u> </u> <u> </u> 21 <u> </u> р.	« <u> </u> » <u> </u> 20 <u> </u> <u> </u> 21 <u> </u> р.

**КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА
НА ЗДОБУТТЯ ОСВІТНЬОГО СТУПЕНЯ МАГІСТРА**

зі спеціальності 131 Прикладна механіка
(код та назва спеціальності)
освітньо-професійної програми "Прикладна механіка"
на тему: Дослідження динаміки і можливостей енергетичної рекуперації в машинах вертикальної орієнтації

Виконав: здобувач 2 курсу, групи МП-2-1М

Балакало Дмитро Олегович
(прізвище, ім'я, по батькові повністю)

_____ (підпис)

Керівник Костін Володимир Борисович
(прізвище, ім'я та по батькові повністю)

_____ (підпис)

Консультанти

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Рецензент

_____ (прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Засвідчую, що в цій кваліфікаційній роботі немає запозичень із праць інших авторів без відповідних посилань.

Здобувач _____
(підпис)

Київ 20 21 р.

НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ХАРЧОВИХ ТЕХНОЛОГІЙ

Інститут (факультет) ННІТІ ім. акад. І.С.Гулого
 Кафедра мехатроніки та пакувальної техніки
 Освітній ступінь магістр
 Спеціальність 131 Прикладна механіка
(код і назва)
 Освітньо-професійна програма Прикладна механіка
(назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри МШТ

А.І. Соколенко

" 5 " 11 2020 р.

З А В Д А Н Н Я

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ ЗДОБУВАЧА

Балакало Дмитра Олеговича

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи: Дослідження динаміки і можливостей енергетичної рекуперації в машинах вертикальної орієнтації

керівник роботи Костін Володимир Борисович, к.т.н., доцент,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом закладу вищої освіти від " 5 " листопада 2020 р.
 № 925-кс.

2. Строк подання здобувачем роботи 2.02.2021 р.

3. Вихідні дані до роботи 1. Вид дослідження – аналітичні. 2. Досліджувані параметри системи – кінематичні, динамічні та енергетичні. 3. Припущення – загальноприйняті в теорії динаміки машин.

4. Зміст пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити):
1. Реферат 2. Вступ 3. Задачі дослідження 4. Розділи аналітичних досліджень. 5. Висновки. 6. Література

5. Перелік графічного матеріалу: Презентація доповіді

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання ви- дав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання 05.11.2020 р.**КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН**

№	Назва етапів виконання кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1.	Реферат	15.11.2020	
2.	Вступ	20.11.2020	
3.	Розділ 1	10.12.2020	
4.	Розділ 2	16.12.2020	
5.	Розділ 3	15.01.2021	
6.	Розділ 4	20.01.2021	
7.	Висновки	25.01.2021	
8.	Список використаних джерел	25.01.2021	
9.	Підготовка презентації	27.01.2021	
10.	Підготовка доповіді	30.01.2021	

Здобувач_____
(підпис)**Балакало Д.О.**_____
(прізвище та ініціали)**Керівник роботи**_____
(підпис)**Костін В.Б.**_____
(прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Кваліфікаційна магістерська робота, 67 стор., 2 табл., 29 рис., 16 позицій літературних джерел.

ДИНАМІКА, РЕКУПЕРАЦІЯ, НАВАНТАЖЕННЯ, СИЛА, МАСА, ЖОРСТКІСТЬ, ПРИВЕДЕНА СИСТЕМА, ТЕРТЯ, РОЗГІН, ВИБІГ.

Випускова магістерська робота "Дослідження динаміки і можливостей енергетичної рекуперації в машинах вертикальної орієнтації" складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків та переліку використаних літературних джерел.

У вступі відображено загальний стан проблеми, сформульовано задачі дослідження.

Феноменологічне узагальнення виконано у першому розділі з обґрунтуванням особливостей і характеристик перехідних процесів.

Другий розділ поєднує завдання і методи моделювання, що стосуються взаємодій матеріальних і енергетичних потоків на основі одномасових моделей.

Третій розділ присвячено аналізу систем з пружними зв'язками, а у четвертому відображено можливості оцінок впливів на динамічні параметри системи, оптимальні обмеження законів кінематики. Теоретичні розробки повнено розрахунками з прикладними значеннями.

ABSTRACT

Qualifying master's thesis, 67 pages, 2 tables, 29 figures, 16 positions of literary sources.

DYNAMICS, RECOVERY, LOAD, FORCE, WEIGHT, RIGIDITY, REDUCED SYSTEM, FRICTION, ACCELERATION, RUN.

The final master's thesis "Study of the dynamics and possibilities of energy recovery in machines of vertical orientation" consists of an introduction, four sections, conclusions and a list of used literature sources.

The introduction reflects the general state of the problem, formulates research objectives.

The phenomenological generalization is made in the first section with the substantiation of features and characteristics of transient processes.

The second section combines the tasks and methods of modeling related to the interactions of material and energy flows based on single-mass models.

The third section is devoted to the analysis of systems with elastic connections, and the fourth section reflects the possibilities of estimating the effects on the dynamic parameters of the system, the optimal limitations of the laws of kinematics. Theoretical developments are supplemented by calculations with applied values.

ЗМІСТ

	Стор.
Вступ	7
Задачі дослідження	8
Розділ 1 Узагальнення інформації в оцінках понять перехідних процесів	10
Розділ 2 взаємозв'язки між енергетичними і матеріальними потоками в системах транспортування вантажів	22
2.1 Системи з жорсткими зв'язками	23
Розділ 3 Аналіз систем з пружними зв'язками	35
3.1 Співвідношення параметрів в двомасовій системі за ударного навантаження	35
3.2. Випадок двомасової системи з косинусоїдальним і синусоїдальним законами руху ведучої маси	37
3.3 Дослідження динаміки і енергетичного забезпечення розгону двомасових систем з заданими законами рушійних сил	44
Розділ 4 Дослідження динаміки систем зі змінною швидкістю руху ведучої маси	53
Висновки.....	65
Література.....	66

ВСТУП

Певною особливістю, що відноситься до транспортних або технологічних машин, відноситься орієнтація переміщень основної частини їх складових відносно спрямування силових дій гравітаційного поля. В залежності від цієї особливості з деякою умовністю віднесемо в такому поділі досліджувані машини до пристроїв вертикальної, горизонтальної і комбінованої орієнтації. Технічний прояв таких машин, їх окремих частин, комбінацій з них або навіть сукупностей машин можливо бачити в численних прикладах, проте повноцінного аналізу стосовно оцінок особливостей їх синтезу, порівнянь перспектив застосування в літературних джерелах не знайдено. Такій ситуації можливо віднайти подвійне пояснення.

Перше з них стосується відчуття про відсутність відмінностей в енергоекономічній результативності, а друге – наявністю методик розрахунку механічних систем з різною орієнтацією, які дозволяють вирішувати окремі задачі без можливостей порівнянь.

Разом з тим навіть побіжне звертання до оцінок силових дій і енергетичних витрат вказує на важливий висновок про необхідність подолання силових дій гравітаційного поля, до яких додаються навантаження сил інерції в перехідних процесах і відповідні реакції шкідливих опорів у формі сил тертя і моментів сил тертя.

В машинах і системах горизонтальної орієнтації прояви сил тяжіння трансформуються в реакції опор системи у формі сил тертя, однак останні цілком можливо обмежити на порядок порівняно з силами тяжіння.

Також вертикальна орієнтація в системах транспортування вантажів є безальтернативною, що приводить до умови обов'язкового вибору на користь ліфта, елеватора, кран балки тощо. При цьому значення має конструктивне рішення, габарити, співвідношення мас робочого органу і вантажу, швидкості, закони переміщення, організація перехідних процесів, енерговитрати.

На особливу увагу заслуговує вибір швидкості транспортування вантажів, оскільки в перехідному процесі розгону значною складовою енерговит-

рат є робота проти сил інерції. При цьому важливо орієнтуватися на те, що остання не залежить від параметрів перехідного процесу, оскільки його еквівалентом є кінетична енергія переміщеної маси. Останнє означає важливий взаємозв'язок між динамікою перехідного процесу як наслідку кінематичних параметрів і енергетичних витрат. У зв'язку з цим приходимо до висновку про ізопотенціальність перехідного процесу розгону системи за показником енерговитрат на подолання сил інерції виміром кінетичної енергії, що повертає в цій оцінці до значення швидкості, оскільки

$$T_{\text{кін}} = m \frac{V^2}{2} \quad \text{або} \quad T_{\text{кін}} = I_s \frac{\omega^2}{2}$$

У наведених умовах присутні приведені маса системи або приведений момент інерції і відповідно лінійна і кутова швидкості. оскільки масові характеристики на порядок менші за швидкості. то це означає потребу у формі уваги до цього співвідношення за вирішення питання про вибір на користь тихохідної або швидкохідної системи. Обмеження швидкостей означає зростання приведених мас. Вибір на користь швидкохідної системи означає обмеження кількості вантажів у транспортній системі. Ці співвідношення приводять до висновку про те, що швидкісні машини є більш енергоємними і ця обставина приводить до уваги щодо рекуперативного використання $T_{\text{кін}}$. Останнє більше стосується машин циклічної дії [1, 2].

Виконання дослідження за означеною темою випускової роботи здійснювалося на основі закономірностей теоретичної механіки, теорії механізмів і машин, опору матеріалів, теорії коливальних процесів. Енергетичних трансформацій, положень законів Ньютона, Гука, принципів Д'Аламбера, Лагранжа-Д'Аламбера, суперпозиції, можливих переміщень.

ЗАДАЧІ ДОСЛІДЖЕННЯ

У зв'язку з викладеним сформульовано наступні задачі дослідження.

1. Узагальнити інформацію в оцінках понять перехідних процесів.
2. Встановити взаємозв'язки між енергетичними і матеріальними пото-

ками в системах транспортування вантажів.

3. Проаналізувати системи з пружними зв'язками.
4. Дослідити динаміку систем зі змінною швидкістю руху ведучої маси.

РОЗДІЛ 1 УЗАГАЛЬНЕННЯ ІНФОРМАЦІЇ В ОЦІНКАХ ПОНЯТЬ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ

Звертання до поняття "процес" існує у різних формах, але у цьому дослідженні будемо вважати його явищем, в якому відбувається певна взаємодія між складовими системи, середовища, окремими тілами, речовинами тощо у вимірах від макро- до мікро- величин.

Однак глибини такої взаємодії представлені як статикою, так і динамікою, а тому доцільно звернутися до відомого узагальнення французького механіка і математика Анрі Пуанкаре: "Астрономія перша показала нам, що існують закони. Навчені цим досвідом ми краще розгледіли наш власний світ, де під уявним безладом знайшли ту ж гармонію, з якою нас познайомило вивчення неба..." З одного погляду ідеальна структура Всесвіту з точними прогнозами на тисячі років, а з іншого боку складності навіть в оцінках перебігу погоди на кілька діб наперед. Проте добре відомо, що фізика природних процесів не змінюється по мірі заглиблення в космічний простір, а всі відмінності чотиривимірного світу існування людства пов'язані одним єдиним фізичним явищем, відомим в широкому розумінні як тертя. Перебіги цих явищ супроводжуються безпосереднім перетворенням різних форм руху у тепловий рух і, нарешті, енергетичною дисипацією.

Особливістю, що відома як одне з формулювань другого закону термодинаміки є те, що всяка форма енергії може повністю переходити в теплову, але тепла трансформується в інші форми енергій лише частково. Так тепловий двигун, що працює за циклом Карно, виконує роботу, еквівалентну лише частині теплоти, а друга частина передається холодному джерелу. Така особливість перетворень теплової енергії в механічну і електричну означає неминучість втрат першоджерел хімічних енергій природних палив. Максимальну роботу в циклі Карно можливо отримати тільки тоді, коли температура робочого тіла дорівнює температурі теплопостачальника і коли найменша температура робочого тіла дорівнює температурі теплоприймача. Це означає

виконання умов існування зворотних адіабатних та ізотермічних процесів [3].

За Клаузіусом перебіг всіх природних процесів є самопливним і його інколи називають некомпенсованими. До них відноситься теплопровідність, перетворення роботи в теплоту, дифузія. У всякому прямому круговому несамопливному процесі перетворення теплоти в роботу компенсується одночасним самопливним процесом передачі частини підведеної теплоти від теплопередавача до теплоприймальника. На завершення цього обмеженого звертання до положень термодинаміки наведемо визначення другого закону за Больцманом: "Всяка зміна стану системи відбувається самопливно тільки в тому напрямку, за якого може мати місце перехід частин системи від менш вірогідного до більш вірогідного розподілень".

У більшості промислових технологій присутність самопливних процесів доповнюється перебігом перехідних процесів за рахунок створення рушійних факторів у супроводженні теплових, механічних, електричних, електромагнітних, хімічних потенціалів тощо. Останні стосуються наступних термодинамічних форм енергій [4]:

<u>Форма енергій</u>	<u>Фактор інтенсивності</u>	<u>Фактор екстенсивності</u>
Механічна – $P \cdot V$	Тиск	Об'єм
Електрична – $U \cdot I$	Напруження	Струм
Теплова – $T \cdot S$	Температура	Ентропія
Поверхнева – $\sigma \cdot A$	Поверхневий натяг	Площа
Хімічна – $\mu \cdot M$	Хімічний потенціал	Маса

Перебіг всякого процесу потребує енергетичного забезпечення з присутністю рушійного фактора або фактора інтенсивності. Так в механічній системі ця роль належить тиску, тоді як фактор екстенсивності представлено об'ємом, тоді:

$$E_{\text{мех}} = pV \quad (1.1)$$

і за розмірностей величин правої частини маємо:

$$[E_{\text{мех}}] = \frac{H}{M^2} \cdot M^3 = \text{Дж}. \quad (1.2)$$

Аналогічно для електричної термодинамічної форми енергії одержуємо:

$$[E_{\text{ел}}] = u \cdot I = V \cdot a = \text{Дж}. \quad (1.3)$$

$$\text{Для теплової} \quad [E_{\text{теп}}] = T \cdot S = K \cdot \frac{\text{Дж}}{K} = \text{Дж}. \quad (1.4)$$

$$\text{Для поверхневої} \quad [E_{\text{пов}}] = \sigma \cdot A = \frac{\text{Дж}}{M^2} \cdot M^2 = \text{Дж}. \quad (1.5)$$

$$\text{Для хімічної} \quad [E_{\text{хім}}] = \mu \cdot M = \frac{\text{Дж}}{\text{моль}} \cdot \text{моль} = \text{Дж}. \quad (1.6)$$

Звертання до наведеного переліку стосується визначення поняття енергії як загальної кількісної міри різних форм руху матерії, яка пов'язує воедино всі явища природи.

В механічній системі розмірність Джоуль (Дж) записується у формі:

$$\text{Дж} = H \cdot m \quad (1.7)$$

і являє собою розмірність роботи у формі добутку сили на переміщення. Це відповідає положенню про існування двох способів передачі руху і відповідних йому енергій від одного макроскопічного тіла до іншого у формі роботи і у формі теплоти [5].

Зміну енергії у першому способі називають роботою, а зміна енергії тіла другим способом має назву теплообміну [6].

Передавання енергії у формі роботи супроводжується силовою взаємодією тіл (середовищ). Робота, що здійснюється над тілом (середовищем) може безпосередньо піти на збільшення всякого іншого виду енергії цього тіла.

Енергія, отримувана тілом (середовищем) у формі теплоти, може безпосередньо перейти тільки на збільшення його теплової енергії.

Звернемося до оцінки особливостей перебігу перехідних процесів в системах з різними формами термодинамічних енергій.

Механічні системи. Силіві дії в механічних системах представлені

рушійними силами і моментами сил, силами і моментами сил корисних і шкідливих опорів, силами тяжіння і силами та моментами сил інерції. Впливи реакцій в кінематичних парах у відповідності до третього закону Ньютона нейтралізуються [7-9].

Силіві дії і впливи в ролі факторів інтенсифікації перебігів різних енерго- і масообмінних процесів заслуговують на значну увагу, що витікає з аналізу відповідних джерел і стосуються значної більшості харчових, мікробіологічних, хімічних, переробних галузей тощо [13].

У пошуках способів і можливостей генерування таких силових впливів мають місце звертання до різних енергетичних джерел. До них відносяться механічні впливи по забезпеченню процесів переміщення тіл, вантажів, середовищ, подоланню бар'єрів енергій механічних зв'язків, енергій хімічних зв'язків, опорів в системах трансформацій середовищ за участю процесів синтезу або деструкцій, теплових термодинамічних перетворень тощо.

Важливою особливістю перебігів таких організованих або самопливних процесів є те, що вони відбуваються за взаємодії з гравітаційним полем, яке поруч з іншими полями і речовиною є одною з форм матерії. Важливим проявом гравітаційного поля є те, що на всяку матеріальну точку в ньому діє сила тяжіння, пропорційна масі цієї точки, яка є мірою її інерційних і гравітаційних властивостей.

Векторною характеристикою гравітаційного поля є його напруженість g , що визначається відношенням сили тяжіння, яка діє на точку, до її маси:

$$g = F/m, \text{ м/с}^2. \quad (1.8)$$

Маса матеріальної точки, що входить до виразу закону всесвітнього тяжіння, характеризує гравітаційні властивості цієї точки і має назву гравітаційної (важкої) маси. Відомо, що для всіх тіл відношення їх мас до гравітаційної сталої однакові. Тому за відповідного вибору величини гравітаційної сталої вважається, що для всякого тіла його інертна і гравітаційна маси однакові і пов'язані з силою тяжіння P цього тіла співвідношенням $m = P/g$, де g –

прискорення вільного падіння.

Останнє поєднання властивостей гравітаційних і інерційних мас дозволяє реалізувати силові впливи в механічних системах у значних діапазонах і з різними призначеннями. Так в режимі вільного падіння тіла або частини середовища здійснюється наближення до стану невагомості, що відображується залежністю:

$$F = m(g - \ddot{y}), \text{ Н}, \quad (1.9)$$

де \ddot{y} – прискорення в режимі вільного падіння, м/с^2 .

Технічна реалізація таких випадків може забезпечити подолання негативних впливів гідростатичних тисків в системах вакуумного випаровування середовищ або поглибленої деаерації [10]. У першому випадку стає досяжним тиск, наближений до абсолютного нуля за падіння рідинної фази у вакуумізованому об'ємі зі стабілізованою температурою кипіння.

У випадку поглибленої деаерації відсутність гідростатичного тиску у вакуумізованій системі за законом Генрі обмежує розчинність газів у наближенні до абсолютного нульового показника.

Прискорений рух піднімання вантажу в гравітаційному полі відображується залежністю:

$$F = m(g + \ddot{y}), \text{ Н}, \quad (1.10)$$

в якій присутні дві складові силових дій, а саме сила тяжіння mg і сила інерції $m\ddot{y}$. Очевидно, що в такому випадку співвідношення між силою інерції F_i і силою тяжіння F_T становить:

$$\frac{F_i}{F_T} = \frac{m\ddot{y}}{mg} = \frac{\ddot{y}}{g}. \quad (1.11)$$

Наведені залежності приводять до висновку про можливість варіацій результуючих сил тяжіння і сил інерції за рахунок значень і спрямувань прискорень.

Вплив останніх розглянемо на прикладі переміщення вантажу похилою площиною (рис. 1.1).

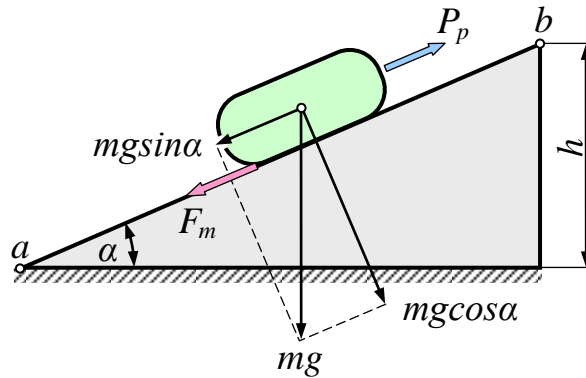


Рис. 1.1 Силіві параметри в системі з похилою площиною

В системі присутні сила тяжіння mg та її складові $mg \sin \alpha$ і $mg \cos \alpha$, сила тертя $F_T = fmg$ та рушійна сила P_p . Кут нахилу площини до лінії горизонту α в такій системі окрім спрямування рушійної сили має вплив на силу тертя, оскільки

$$F_T = fmg \cos \alpha. \quad (1.12)$$

При цьому і загальний результат, що стосується сили опору, залежить від геометрії системи:

$$P_{\text{оп}} = mg(\sin \alpha + f \cos \alpha). \quad (1.13)$$

Остання умова записана для випадку рівномірного руху вантажу, тоді як за нерівності $P_p > P_{\text{оп}}$ рух тіла буде прискореним у відповідності до рівняння:

$$m\ddot{x} = P_p - mg(\sin \alpha + f \cos \alpha). \quad (1.14)$$

За технологічної необхідності може ставитися завдання обмеження динамічної складової навантаження $m\ddot{x}$ за рахунок відповідного набору параметрів правої частини, але при цьому заслуговує на увагу оцінка енерговитрат, пов'язаних з подоланням сил тертя:

$$W_T = fmg \ell_{ab} \cos \alpha = fmg \ell_{ab}. \quad (1.15)$$

З останнього рівняння витікає, що вказані енерговитрати, пов'язані з подоланням сил тертя на похилих площинах, еквівалентні витратам за переміщення вантажів на відстанях, рівних горизонтальним проекціям похилих

площин. Інший висновок стосується підтвердження важливого положення про можливість використання різноспрямованих силових дій гравітаційного та інерційних полів.

Аналіз всякої механічної системи стосується оцінок силових дій в перебігах перехідних процесів і особливостей енергетичних трансформацій. Останнє стосується не лише визначення енергетичних витрат на систему, а і оцінок можливостей енергетичних рекуперацій. Так звертання до записаної умови (1.14) за її позитивної правої частини дозволяє визначитися з тим, що найбільша силова дія стосується рушійної сили P_p у перехідному процесі. За стабілізованих параметрів рух вантажу є рівноприскореним зі значенням прискорення:

$$\ddot{x} = \frac{P_p - mg(\sin \alpha - f \cos \alpha)}{m}. \quad (1.16)$$

При цьому робота рушійної сили має прояв на переміщенні $a - b$, що відображується залежністю:

$$P_p \ell_{ab} = (m\ddot{x} + mg \sin \alpha + fmg \cos \alpha) \cdot \ell_{ab}. \quad (1.17)$$

При цьому енерговитрати пов'язані з трьома складовими. Перша з них – це робота, виконана на подолання сили інерції у формі $A_i = m\ddot{x} \ell_{ab}$. Важливо, що значення A_i відповідає кінетичній енергії рухомої маси:

$$W = A_i = m\ddot{x}x = m \frac{\dot{x}^2}{2}, \quad (1.18)$$

де x – плінна координата. Очевидно, що максимальна кінетична енергія має становити:

$$W_{\max} = m\ddot{x} \ell_{ab}. \quad (1.19)$$

Енергетичні затрати $mg \ell_{ab} \sin \alpha$ пов'язані з подоланням складової сил тяжіння, а складова $A_T = fmg \ell_{ab} \cos \alpha$ стосується енерговитрат на подолання сил тертя. Попередній висновок дозволяє записати:

$$A_T = fmg \ell_{ab} \cos \alpha = fmg \ell_{ab} \quad (1.20)$$

і ця складова енергетичних втрат стосується явища енергетичної дисипації.

Значення потенціальної енергії:

$$W_{\text{пот}} = mg \ell_{ab} \sin \alpha = mgh \quad (1.21)$$

і кінетичної енергії $W_{\text{max}} = m\dot{x}^2 \ell_{ab}$. мають перспективу рекупераційного повернення в систему, наприклад, за перетворення її на продовженні в гравітаційний опускний пристрій. Інший варіант рекуперації кінетичної енергії стосується припинення дії рушійної сили в якійсь точці d на траєкторії руху, положення якої визначаємо з рівняння руху:

$$m\ddot{x} = -mg(\sin \alpha + f \cos \alpha). \quad (1.22)$$

Розв'язання цієї умови знаходимо подвійним інтегруванням:

$$\dot{x} = -(g(\sin \alpha + f \cos \alpha))t + C_1 \quad (1.23)$$

з визначенням сталих інтегрування за початкових умов:

$$t_{(п)}^I = 0; \quad x_{(п)}^{II} = 0; \quad \dot{x}_{(п)}^{II} = V, \quad (24)$$

де V відповідає швидкості на момент завершення попереднього етапу прискореного руху.

Звідси визначаємо $C_1 = V$, тоді:

$$\dot{x} = V - g(\sin \alpha + f \cos \alpha)t; \quad (1.25)$$

$$x = Vt - g(\sin \alpha + f \cos \alpha) \frac{t^2}{2} + C_2. \quad (1.26)$$

За обраних початкових умов маємо $C_2 = 0$. Часу завершення етапу вибігу відповідає значення $\dot{x}_{(к)}^{II} = 0$, тоді:

$$t_{(к)}^{II} = \frac{2V}{g(\sin \alpha + f \cos \alpha)}. \quad (1.27)$$

Умови (1.25)-(1.27) вказують на взаємозв'язок з першим етапом руху через параметр V , оскільки він є кінцевою умовою його завершення.

Інтереси продуктивності кожної механічної системи визначаються на основі кінематичних параметрів, що трансформується в оцінки динамічних і енергетичних параметрів. Задана продуктивність системи визначає час перебігу всякого процесу у тому числі і циклічного, а віднесення його на значення кінематичних і динамічних параметрів формулює завдання щодо швидко-

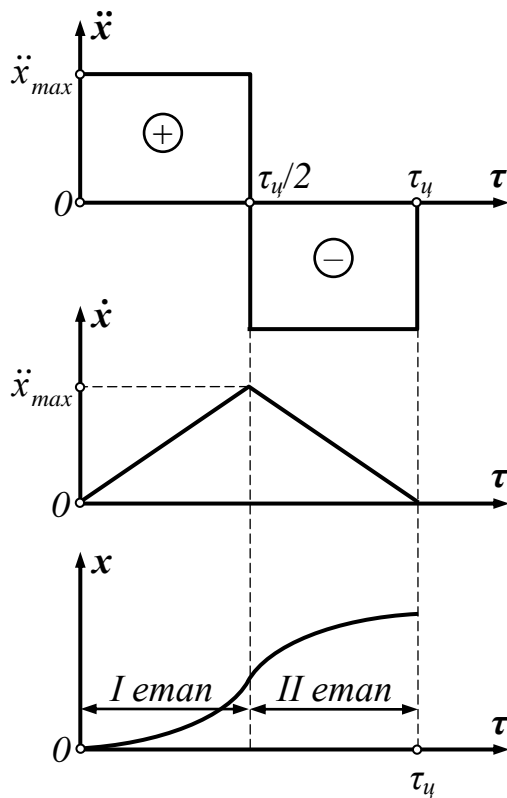


Рис. 1.2 Кінематичні параметри руху робочих органів в циклічному режимі

дії з обмеженими силовими впливами. З цієї точки зору має місце звертання до закону, за яким реалізується сукупність рівноприскореного і рівносповільненого рухів на половинах інтервалів часу кожного циклу (рис. 1.2).

На рисунку наведено діаграми, що відповідають робочому ходу у двох етапах. Перший з них – рівноприскорений, другий – рівносповільнений, а максимальне динамічне навантаження складає:

$$P_i = m\ddot{x}_{\max}$$

зі стрибкоподібними м'якими

ударами в позиціях $\tau = 0$, $\tau = \tau_{\text{ц}}/2$ і $\tau = \tau_{\text{ц}}$.

Максимальний рівень кінетичної енергії в системі досягається за значення $\tau = \tau_{\text{ц}}/2$ при тому, що рушійна сила долала суму корисного і шкідливого опорів і сили інерції. Такій ситуації відповідає рівняння руху у формі:

$$m\ddot{x} = P_p - P_{\text{к.о.}} - P_{\text{ш.о.}} \quad (1.28)$$

з початковими умовами:

$$\tau_{(\text{п})}^I = 0; \quad x_{(\text{п})}^I = 0; \quad \dot{x}_{(\text{п})}^I = 0.$$

Рівняння руху на другому етапі має форму умови (1.28), однак початкові умови приводяться до виду:

$$\tau_{(\text{п})}^{\text{II}} = 0; \quad x_{(\text{п})}^{\text{II}} = 0; \quad \dot{x}_{(\text{п})}^{\text{II}} = \dot{x}_{(\text{к})}^I. \quad (1.29)$$

Розв'язання рівнянь руху на першому і другому етапах мають вид:

$$\dot{x}^I = \frac{P_p - P_{к.о.} - P_{ш.о.}}{m} \tau; \quad x^I = \frac{P_p - P_{к.о.} - P_{ш.о.}}{2m} \tau^2;$$

$$\dot{x}^{II} = \dot{x}_{(к)}^I - \frac{P_p - P_{к.о.} - P_{ш.о.}}{m} \tau. \quad (30)$$

Енергетичні витрати першого етапу складатимуть:

$$P_p^I x_{(к)}^I = m \ddot{x}_{(к)}^I + P_{к.о.} x_{(к)}^I + P_{ш.о.} x_{(к)}^I. \quad (31)$$

На другому етапі вони становитимуть:

$$P_p^{II} x_{(к)}^{II} = P_{к.о.} x_{(к)}^{II} + P_{ш.о.} x_{(к)}^{II} - m \ddot{x}_{(к)}^{II}. \quad (32)$$

В результаті взаємодій робочого органа з елементами системи і середовищем довкілля складова $P_{к.о.} (x_{(к)}^I + x_{(к)}^{II})$ стосується корисно виконаної роботи, складова $P_{ш.о.} (x_{(к)}^I + x_{(к)}^{II})$ – дисипативних втрат, а робота, пов'язана з подоланням сил інерції в межах циклу дорівнює нулю.

Однак в рамках виконання циклу ця умова не виконується і найбільші енергетичні витрати відповідають часу $\tau = \tau_{ц}/2$.

Реалізація подібних законів або інших законів руху достатньо позитивно відпрацьована в системах з механічними приводами, наприклад, з кулачковими механізмами. Однак навіть у випадках теоретично точного відображення закону $\ddot{x} = \ddot{x}(\tau)$ слід враховувати реакцію двигуна на зміну силових параметрів. Так синхронний електричний двигун забезпечує стабілізовану кутову швидкість ротора і ведучої ланки механізму. Але асинхронний двигун з його статичною механічною характеристикою реагує на змінні навантаження відхиленнями швидкостей в обертанні ротора і це означає присутність в системі нерівномірності ходу з додатковими динамічними навантаженнями та іншими технічними складностями [9].

Присутність в механічних системах вертикальних переміщень робочих органів та інших ланок характеризується додатковими динамічними навантаженнями і нульовими енерговитратами в рамках циклів як і сили інерції.

Важливо, що впливи складових і динамічних і статичних навантажень приводять до відповідних реакцій в кінематичних парах, збільшуючи сили

тертя, моменти сил тертя, опір середовищ, дисипативні втрати тощо.

Певні рівні обмежень вказаних недоліків досягаються регулюванням ходу машин встановленням на них швидкохідних маховикових мас. За своєю фізичною суттю це єдина пропозиція наукової спільноти, що стосується теорії механізмів і машин. Проте в окремих випадках в технологічних машинах використовують паралельні енергоматеріальні потоки з жорсткими кінематичними зв'язками, що дозволяє за рахунок зсуву фаз у виконанні їх циклових переміщень досягати подвійних і, навіть, потрійних результатів, які стосуються задач обмеження динамічних навантажень, енергетичних витрат і нерівномірності ходу ведучих ланок машин [11].

Наведені оцінки співвідношень кінематичних, динамічних і енергетичних параметрів стосувалися одномасових систем, до яких можливо привести характеристики технологічних, транспортних та спеціальних машин. важливо, що і самі правила приведення стосуються мас, силових дій і жорсткостей своїм підґрунтям мають закон збереження енергії, рівно як і двомасових і кількамасових моделей.

Очевидно, що рівень складності математичних формалізацій у теоретичних відображеннях таких машин відповідає особливостям представлення структури, заданої кінематики, жорсткостей елементів передавання рухів, силових дій тощо [14].

Хоча пошуки узагальнень стосовно незліченної кількості особливих структур механізмів і машин є завданням з програмованою невдачею, проте окремі висновки можливо оцінювати до значної кількості випадків і схем.

Назвемо деякі з цих узагальнень.

1. Відсутність пружних зв'язків в системі передачі руху від двигуна до робочого органа означає можливість моделювання системи одномасовою з прикладанням до приведенної маси всіх рушійних сил і сил опору.

2. Присутність в системі пружних зв'язків, у тому числі і спеціально введених, потребує за моделювання переходити до двомасових або до систем з більшою кількістю мас. Різновидами таких систем є ті, в яких присутні або

передбачені зазори, ненавантажені системи без зазорів і з навантаженими пружними елементами.

Розв'язання і аналіз математичних моделей здійснюється на основі їх поетапного представлення з одержанням значень кінематичних, динамічних і енергетичних параметрів з розгорткою у часі. Окрім того моделі по п.2 приводять до можливості визначення частот власних коливань.

3. Технологічні потреби, пов'язані з інтенсивностями перебігів процесів енерго- і масопередачі в значній кількості випадків можуть досягатися за рахунок генерування в них змінних значень силових дій, у тому числі і тисків як за рахунок змін значень рушійних факторів, так і змінами їх спрямувань відносно результуючих сил гравітаційного поля. Генерування сил інерції змінних напрямків, наприклад, в системах транспортування газових, рідинних, парових потоків або комбінацій з них за витримки заданою геометрією загального спрямування може забезпечувати їх поперечне переміщення. Такі ефекти досягаються за рахунок змінних радіусів і знаків кривизни в системах формування потоків.

4. Екстремальні прояви динамічних навантажень в системах переміщень рухомих мас пов'язані з режимами ударних навантажень, яким відповідають системи з програмованими технологічними зазорами. Останні дозволяють здійснювати розгін ведучих мас до усталених швидкостей, які зберігаються за рахунок жорстких характеристик двигунів на наступних етапах взаємодій з веденими масами і деформаціями пружних зв'язків.

5. Енергетичні втрати механічних систем пов'язані з процесами зовнішнього і внутрішнього тертя. Звичайно зовнішнє тертя відносять до взаємодій між окремими тілами, ланками, елементами кінематичних пар, взаємодій рухомих ланок з середовищами, тоді як внутрішнє тертя стосується пружних, обмежено пружних і непружних елементів.

Всі ці прояви узагальнюються назвою втрат, пов'язаних з подоланням сил шкідливих опорів.

РОЗДІЛ 2 ВЗАЄМОЗВ'ЯЗКИ МІЖ ЕНЕРГЕТИЧНИМИ І МАТЕРІАЛЬНИМИ ПОТОКАМИ В СИСТЕМАХ ТРАНСПОРТУВАННЯ ВАНТАЖІВ

Звичайно в процесах переміщення вантажів розрізняють перехідні режими прискореного руху, розгону і гальмування та режими усталеного руху. При цьому швидкості переміщення можуть змінюватися в усіх названих режимах, що означає зміни рівнів кінетичної енергії тіла або сукупності тіл. Проте зміна швидкості не єдина причина зміни рівня кінетичної енергії, оскільки зміна маси також означає вплив на енергетичний потенціал.

У класичному визначенні кінетична енергія є мірою механічного руху, яка характеризує його здатність перетворюватися в еквівалентну кількість іншого виду руху (теплоту, електрику тощо) [12]. У відповідності до теореми Кеніга за випадків складного руху кінетичну енергію тіла визначають за формулою:

$$T = \frac{mV_c^2}{2} + \frac{I_{cm}\omega^2}{2}, \quad (2.1)$$

де m – маса тіла; V_c – швидкість центра мас тіла; I_{cm} – момент інерції твердого тіла відносно миттєвої осі, що проходить через центр мас тіла; ω – миттєва кутова швидкість тіла.

До складу значної кількості технологічних операцій машин-автоматів відносяться переміщення вантажів на вертикальних і горизонтальних ділянках з різними законами. Вибір останніх супроводжується врахуванням пропускну здатності, величин кінематичних параметрів, співвідношень статичних і динамічних навантажень тощо. При цьому інколи вимоги щодо закону руху не співпадають, оскільки з точки зору загальних інтересів мають місце запрограмовані протиріччя. Наприклад, пропонується досягти в таких переміщеннях заданої швидкодії з обмеженням динамічних і енергетичних навантажень і разом з тим задаються певні кінцеві параметри. У зв'язку з викладеним завданням цього розділу оберемо постановку і виконання задач, пов'язаних з

переміщеннями вантажів з врахуванням заданих умов в кількох випадках з визначенням кінематичних і динамічних параметрів та параметрів енергетичного забезпечення, динамікою гідравлічних і пневматичних потоків.

2.1 Системи з жорсткими зв'язками

Розглянемо випадки вертикального переміщення вантажу на піднімання (рис. 2.1). Вантаж масою m піднімається за рахунок дії рушійної сили P_p .

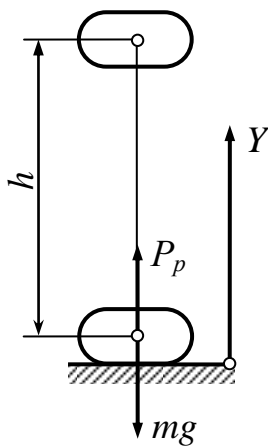


Рис. 2.1 Розрахункова схема до випадку вертикального переміщення вантажу

Визначимо співвідношення між динамічними, кінематичними і енергетичними параметрами за переміщення вантажу на ділянці висотою h , вважаючи підвіску вантажу абсолютно жорсткою.

Рівняння руху вантажу визначає співвідношення між силовими параметрами:

$$m\ddot{y} = P_p - mg, \quad (2.2)$$

де \ddot{y} – друга похідна від координати переміщення.

Розв'язання умови (2.2) дає співвідношення кінематичних параметрів:

$$\ddot{y} = \frac{P_p - mg}{m}; \quad \dot{y} = \frac{P_p - mg}{m}t + C_1; \quad y = \frac{P_p - mg}{m} \cdot \frac{t^2}{2} + C_2. \quad (2.3)$$

Якщо початковим умовам руху відповідають

$$t_{(n)} = 0; \quad y_{(n)} = 0; \quad \dot{y}_{(n)} = 0, \quad (2.4)$$

то сталі інтегрування $C_1 = 0$ і $C_2 = 0$.

Тоді остаточно маємо

$$\dot{y} = \frac{P_p - mg}{m}t; \quad y = \frac{P_p - mg}{m} \cdot \frac{t^2}{2}. \quad (2.5)$$

На основі одержаних рівнянь здійснимо перехід до визначення енерге-

тичних співвідношень. Кінетична енергія переміщення за $P_p = \text{const}$ визначається залежністю:

$$T_{\text{кін}} = \frac{m\dot{y}^2}{2} = (P_p - mg)^2 \frac{t^2}{2m}. \quad (2.6)$$

Розгону вантажу відповідає подолання рушійною силою сили інерції і сили тяжіння, а тому:

$$P_p = m(g + \ddot{y}). \quad (2.7)$$

Останнє означає, що рушійна сила P_p на переміщенні y виконує роботу у формі двох складових, долаючи силу тяжіння і силу інерції. Робота по подоланню сили тяжіння визначає рівень потенціальної енергії маси m , а подолання сили інерції за енергетичним показником дорівнює її кінетичній енергії:

$$T_{\text{кін}} = m\ddot{y} \cdot y = m \frac{P_p - mg}{m} \cdot \frac{P_p - mg}{m} \cdot \frac{t^2}{2} = (P_p - mg)^2 \frac{t^2}{2m}. \quad (2.8)$$

Робота рушійної сили проти сил тяжіння:

$$A_p = mgy = g(P_p - mg) \frac{t^2}{2}. \quad (2.9)$$

Тоді сумарні енергетичні витрати складуть:

$$E = T_{\text{кін}} + A_p = (P_p - mg)^2 \frac{t^2}{2m} + g(P_p - mg) \frac{t^2}{2}. \quad (2.10)$$

Звідси видно, що на переміщенні h робота рушійної сили проти сил тяжіння складе величину $A_p = mgh$, а в цілому енергетичні витрати помітно залежать від величини прискорення в русі маси m .

При цьому принципове значення має потужність, як миттєва величина, що розвивається рушійною силою:

$$N = P_p \dot{y} = m(g + \ddot{y}) \frac{P_p - mg}{m} t. \quad (2.11)$$

З формули (2.11) видно, що потужність з часом лінійно зростає і максимальній величині N відповідає досягнення координатою y величини $y = h$. Очевидно, що максимальне значення потужності N_{max} має відповідати аналогічній характеристиці двигуна.

За умови, що задається величина часу завершення етапу $t_{(к)}$, для визначення необхідної величини рушійної сили слід скористатися залежністю

$$P_p = \left(h + g \frac{t_{(к)}^2}{2} \right) \frac{2m}{t_{(к)}}. \quad (2.12)$$

З загального вигляду формули (2.12) видно, що залежність P_p від параметрів системи і часу є обернено-пропорційною, однак для уточнення геометричної інтерпретації виконаємо підрахунки за такими даними:

$$m = 100 \text{ кг};$$

$$g = 9,81 \text{ м/с}^2;$$

$$h = 1 \text{ м};$$

$$t_{(к)} = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 \text{ с}$$

Результати розрахунків представлені у табл. 2.1 та на графіку (рис. 2.2).

Таблиця 2.1 Розрахунки по визначенню P_p

$t_{(к)}, \text{с}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$P_p, \text{м}$	1181,0	1031,0	1003,2	993,5	989,0	986,5	985,1	984,1	983,5	983,0

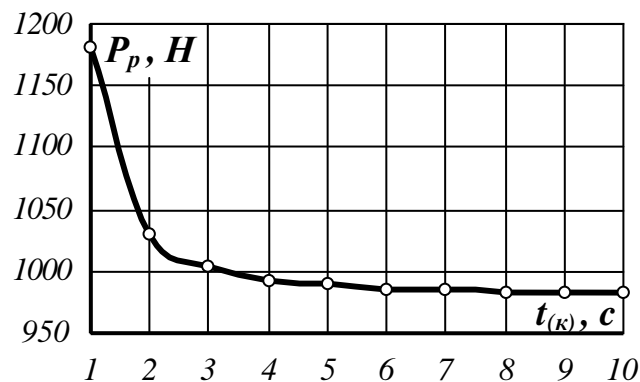


Рис. 2.2 Залежність величини рушійної сили від кінцевого часу процесу

Разом з цим досяжною стає можливість виконати підрахунки по оцінці енергетичних витрат і значень миттєвих потужностей. При цьому в розрахунках параметрів скористаємося даними табл. 2.1 та формулами (2.10) та (2.11) (табл. 2.2).

Таблиця 2.2 Розрахунки по визначенню енергетичних параметрів

$t_{(к)}, c$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
P_p, H	1181,0	1031,0	1003,2	993,5	989,0	986,5	985,1	984,1	983,5	983,0
$E, Дж$	1181,0	1031,0	1003,2	993,5	989,0	986,5	985,1	984,1	983,5	983,0
$N, Вт$	1184,0	515,5	334,4	248,4	197,8	164,4	140,7	123,0	109,3	98,3

Графічні результати розрахунків представлені на рис. 2.3 та 2.4.

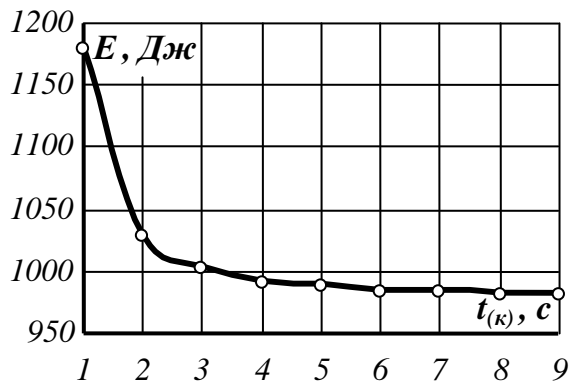


Рис. 2.3 Залежність енергетичних витрат від кінцевого часу процесу

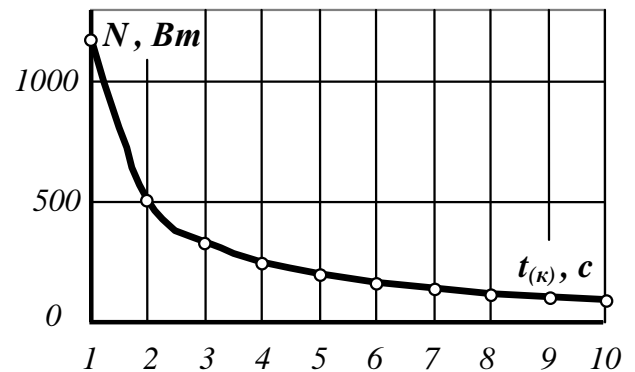


Рис. 2.4 Залежність миттєвої потужності рушійної сили від кінцевого часу процесу

Розглянутий етап стосується випадку, коли вантаж в кінцеву точку, що відповідає величині h , приходить з максимальною швидкістю:

$$\dot{y}_{\max} = \frac{P_p - mg}{m} t_{(к)}. \quad (2.13)$$

Після цього на наступному етапі рух може бути організованим зі сталою швидкістю. Це означає, що маємо $\ddot{y} = 0$ і тоді теоретично $P_p = mg$, а величина енерговитрат становитиме:

$$A_p = mgy^{\text{II}}, \quad (2.14)$$

де y^{II} – координата (величина) переміщення вантажу на другому етапі.

Значення потужності при $\dot{y}^{\text{II}} = \text{const}$ становитиме:

$$N^{\text{II}} = mg\dot{y}^{\text{II}}. \quad (2.15)$$

Наступному третьому етапу відповідає вибіг вантажу, за якого рушійна сила $P_p = 0$. Тоді будемо мати співвідношення:

$$m\ddot{y} = -mg; \quad \ddot{y} = -g. \quad (2.16)$$

Умові (2.16) відповідають формули:

$$\dot{y} = -gt + C_3; \quad y = -g \frac{t^2}{2} + C_4. \quad (2.17)$$

Для визначення сталих інтегрування запишемо початкові умови третього етапу:

$$t_{(п)}^{III} = 0; \quad y_{(п)}^{III} = y_{(к)}^{II}; \quad \dot{y}_{(п)}^{III} = \dot{y}^{II}. \quad (2.18)$$

Тоді маємо

$$\dot{y} = \dot{y}^{II} - gt; \quad y = \dot{y}_{(к)}^{II} t - g \frac{t^2}{2}. \quad (2.19)$$

Час завершення третього етапу знайдемо з умови:

$$\dot{y}_{(к)} = 0; \quad t_{(к)}^{III} = \frac{\dot{y}^{II}}{g}. \quad (2.20)$$

Тоді величину вибігу маси m на третьому етапі знайдемо за формулою:

$$y_{(к)}^{III} = \dot{y}_{(к)}^{II} t_{(к)} - g \frac{t_{(к)}^2}{2}. \quad (2.21)$$

З умови (2.19) видно, що закон зміни швидкості на третьому етапі відображується лінійною функцією, а переміщенню відповідає параболічна залежність. При цьому за відсутності рушійної сили і оцінюючи швидкість руху маси m величиною до 1 м/с можна бачити, що час завершення вибігу на третьому етапі визначиться якою часткою секунди. У зв'язку з цим організація режимів вибігу в таких умовах є достатньо складним завданням з технічної точки зору, тому доцільно рекомендувати кінематичне регулювання.

Звичайно, що з точки зору інтересів створення систем обмеженої енергоємності, доцільно порівнювати співвідношення між кінетичною і потенціальною енергіями. При цьому змінам кінетичної енергії системи, що розглядається, відповідають перехідні процеси розгону і вибігу, тоді як потенціальна енергія змінюється на всіх етапах переміщення. Для випадку розгону маємо:

$$\frac{T_{\text{кін}}}{A_p} = \frac{m\ddot{y}y}{mgy} = \frac{\ddot{y}}{g}. \quad (2.22)$$

Таким чином, на ділянках рівноприскореного руху піднімання вантажів співвідношення кінетичної енергії маси m і роботи рушійної сили проти сил тяжіння визначається як відношення прискорень \ddot{y} та g . Очевидно, співвідношення виду (2.22) певним чином корелюється з заданим законом руху.

Розглянемо випадок, коли прискорення \ddot{y} змінюється за лінійним законом

$$\ddot{y} = kt, \quad (2.23)$$

де k – швидкість зміни прискорення, м/с^3 .

Тоді рівняння руху на етапі розгону маси записується у формі

$$m(kt) = P_p(t) - mg. \quad (2.24)$$

Рівняння (2.24) записано на основі феноменологічних міркувань. Оскільки сила опору (сила тяжіння) залишається величиною сталою, то це означає, що рушійна сила повинна відображатися також функцією часу t . Тоді за заданого закону (2.23) маємо:

$$P_p(t) = m((kt) + g). \quad (2.25)$$

Інтегруванням умови (2.23) визначаємо залежності:

$$\dot{y} = k \frac{t^2}{2}; \quad y = k \frac{t^3}{6}. \quad (2.26)$$

Кінетичну енергію системи визначимо за виразом:

$$T_{\text{кін}} = m(kt)y = m(kt)k \frac{t^3}{6}, \quad (2.27)$$

а роботу проти сил тяжіння:

$$A_p = mgy = mgk \frac{t^3}{6}. \quad (2.28)$$

Тоді розшукуване співвідношення:

$$\frac{T_{\text{кін}}}{A_p} = \frac{m(kt)kt^3}{mgkt^3} = \frac{kt}{g}. \quad (2.29)$$

Аналогічним чином визначимося щодо закону:

$$\ddot{y} = A_0 \omega^2 \sin \omega t, \quad (2.30)$$

де $A_0 \omega^2$ – амплітуда у зміні прискорення.

Умові (2.30) відповідає співвідношення:

$$y = A_0 \sin \omega t, \quad (2.31)$$

де ω – власна кутова частота зміни функції.

Також виразу (2.30) відповідає рівняння руху:

$$m(A_0 \omega^2 \sin \omega t) = P_p(t) - mg \quad (2.32)$$

$$\text{і звідси} \quad P_p(t) = m(A_0 \omega^2 \sin \omega t + g). \quad (2.33)$$

Загальним енергетичним витратам на переміщення маси m при цьому відповідає рівняння:

$$E = \int P_p(t) \dot{y} dt. \quad (2.34)$$

Кінетичну енергію системи і роботу проти сил тяжіння визначимо умовами:

$$T_{\text{кін}} = mA_0^2 \omega^2 \sin^2 \omega t; \quad (2.35)$$

$$A_p = mgA_0 \sin \omega t. \quad (2.36)$$

Звідси співвідношення енергетичних параметрів:

$$\frac{T_{\text{кін}}}{A_p} = \frac{A_0 \omega^2 \sin \omega t}{g}. \quad (2.37)$$

На основі одержаних залежностей (2.22), (2.29) та (2.37) маємо прийти до висновку про те, що у випадках прискореного руху співвідношення між кінетичною енергією рухомої маси і роботою рушійної сили проти сил тяжіння визначається співвідношенням прискорення заданого закону і прискорення вільного падіння.

Визначені закономірності з їх поетапним представленням вказують на доцільність математичного відтворення залежностей по переміщенню вантажів на висоту h у повному циклі, тобто від початку руху і до зупинки. Для

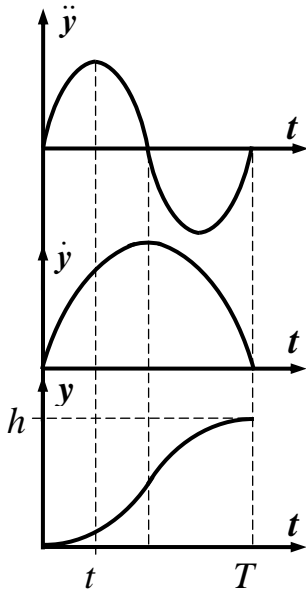


Рис. 2.5 Кінематичні закони
переміщення вантажу

початку зупинимося на синусоїдальному законі (рис. 2.5), у відповідності до якого на переміщення відводиться час T .

При цьому маємо:

$$\ddot{y} = A_0 \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (2.38)$$

де t – плинний час.

$$\dot{y} = \frac{h}{T} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{T} t \right); \quad (2.39)$$

$$y = h \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi}{T} t \right). \quad (2.40)$$

Записані залежності дають можливість визначити силові впливи і енергетичні параметри системи. Очевидно, що рів-

няння руху приводиться до силової форми:

$$m \left(A_0 \sin \frac{2\pi}{T} t \right) = P_p(t) - mg; \quad (2.41)$$

$$P_p(t) = m \left(A_0 \sin \frac{2\pi}{T} t + g \right). \quad (2.42)$$

Максимальному силовому навантаженню системи відповідає найбільша величина прискорення з амплітудою:

$$A_0 = \frac{2\pi h}{T^2} \quad (2.43)$$

і тоді

$$P_{p\max} = \frac{2m\pi h}{T^2} + mg. \quad (2.44)$$

Оскільки

$$\ddot{y} = \frac{2\pi h}{T^2} \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (2.45)$$

то величина плинної кінетичної енергії:

$$T_{\text{кін}} = m \frac{\dot{y}^2}{2} = m \frac{h^2}{2T^2} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{T} t \right)^2. \quad (2.46)$$

З графіка і формули (2.46) видно, що максимуму кінетичної енергії від-

повідас значення $t = 0,5T$, і при цьому:

$$\dot{y}_{\max} = \frac{2h}{T}. \quad (2.47)$$

Реалізація законів, що відповідає рис. 2.5, приводить до мінімізації енергетичних витрат в системі, оскільки накопичена за першу половину циклу кінетична енергія в другій його частині обмежує величину рушійної сили, оскільки:

$$P_p = m \left(\frac{2\pi h}{T^2} \sin \frac{2h}{T} t + g \right). \quad (2.48)$$

За нульових значень динамічних складових прискорень рушійна сила стає найменшою і рівною статичному навантаженню mg .

За вибору на користь косинусоїдального закону у зміні прискорення одержимо залежності:

$$y = \frac{h}{2} \left(1 - \cos \frac{\pi}{T} t \right); \quad (2.49)$$

$$\ddot{y} = \frac{h}{2} \cdot \frac{\pi^2}{T^2} \cos \frac{\pi}{T} t; \quad (2.50)$$

$$\dot{y} = \frac{h}{2} \cdot \frac{\pi}{T} \sin \frac{\pi}{T} t; \quad (2.51)$$

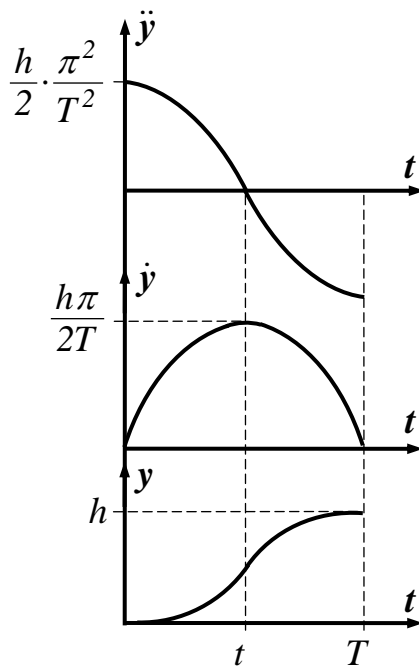


Рис. 2.6 Кінематичні закони переміщення вантажу з косинусоїдальним прискоренням

Графіки зміни цих кінематичних

параметрів наведені на рис. 2.6 і їм відповідають залежності:

$$m \left(\frac{h}{2} \cdot \frac{\pi^2}{T^2} \cos \frac{\pi}{T} t \right) = P_p(t) - mg; \quad (2.52)$$

$$P_p(t) = m \left(\left(\frac{h}{2} \cdot \frac{\pi^2}{T^2} \cos \frac{\pi}{T} t \right) + g \right); \quad (2.53)$$

Плинна кінетична енергія системи визначається залежністю:

$$T_{\text{кін}} = m \frac{h^2 \pi^2}{8T^2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{T} t \right); \quad (2.54)$$

Реалізація обраних законів (синусоїдального, косинусоїдального тощо) є можливою за рахунок їх кінематичного забезпечення або за рахунок відтворення законів $P_p = P_p(t)$.

Звернемося до додаткового аналізу рівнянь (2.48) та (2.53), у тому числі і у їх графічному представленні. Як видно з них в обох випадках P_p представлено статичними і динамічними складовими (рис. 2.7 і 2.8).

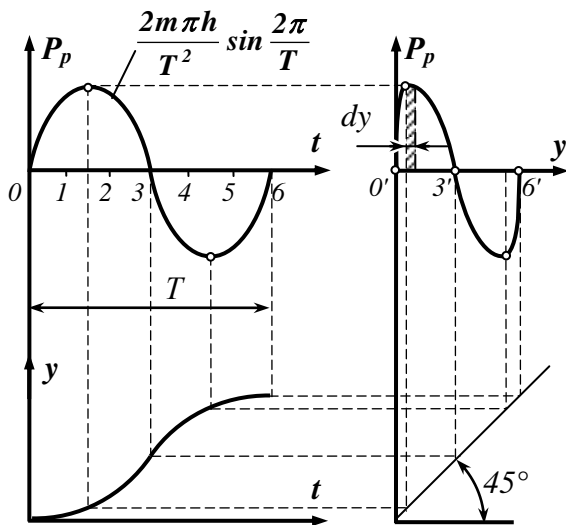


Рис. 2.7 Графіки по представленню залежності $P_p = P_p(y)$

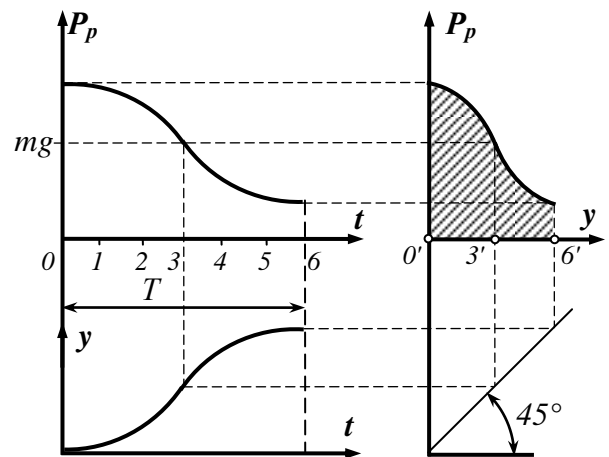


Рис. 2.8 Графіки по одержанню залежності $P_p = P_p(y)$

Графічним виключенням параметра t (рис. 2.7) одержано залежність $P_p = P_p(y)$. На графіку виділено елементарну площу з ординатою P_{pi} та шириною dy , якою представлено роботу рушійної сили на переміщенні dy . Звідси витікає, що за весь цикл робота рушійної сили представлена площею, яка замкнена між осями системи координат, синусоїдою та ординатою в позиції $6'$. Оскільки крива залежності $P_p = P_p(y)$ є симетричною відносно вертикальної осі в точці $3'$, то це означає, що робота рушійної сили за цикл становить:

$$A_p = \int_0^T m \left(\frac{2\pi h}{T^2} \sin \frac{2\pi}{T} t + g \right) h \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi}{T} t \right) dt = mgh. \quad (2.55)$$

Таким чином, енергетичні витрати, пов'язані з розгоном веденої маси

до максимальної швидкості на першому етапі руху компенсуються на другому етапі, що цілком відповідає закону збереження енергії. Очевидно, що й іншим законам, в яких реалізується переміщення за цикл, має відповідати аналогічний результат (рис. 2.8). Звідси маємо:

$$A_p = \int_0^T \frac{m\dot{h}}{2} \left(\frac{h}{2} \cdot \frac{\pi^2}{T^2} \cos \frac{\pi}{T} t + g \right) \left(1 - \cos \frac{\pi}{T} t \right) dt = mgh. \quad (2.56)$$

Відтворення залежностей $P_p = P_p(y)$, за яких реалізуються обрані закони переміщення вантажів можливе, наприклад, за використання пневмоциліндрів з відповідним комп'ютерним керуванням.

Проте існує можливість розв'язання цієї частини проблеми за рахунок механічних приводів. Так на рис. 2.9 наведено схему механічної системи, яка реалізує синусоїдальний закон руху у вертикальному переміщенні маси (синусоїдальний механізм). При цьому висоті переміщення h відповідає значення $2r$.

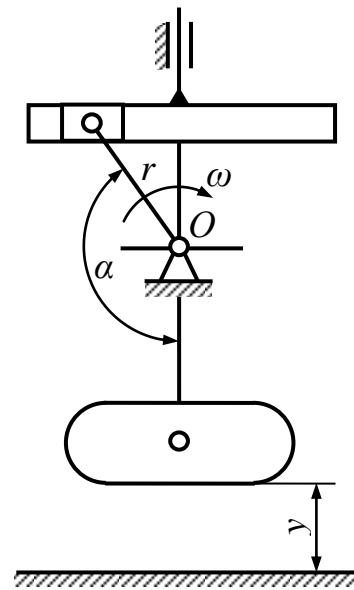


Рис. 2.9 Схема механізму для реалізації синусоїдального закону переміщення маси m

Придатними для використання можуть бути кулачкові механізми, за допомогою яких реалізуються різні закони, комбінації з кулачкових, зубчастих або важільних механізмів тощо.

За значних величин вертикальних переміщень доцільним стає використання комбінованих законів. Наприклад, на рис. 2.10 наведено комбінацію з синусоїдальних законів і закону рівномірного руху. При цьому також матиме місце виконання умови $A_p = mgh$, однак частка енерговитрат на етапах T_1 та T_2 залежить саме від значень вказаних параметрів.

З точки зору інтересів мінімізації енергетичних витрат електромеханіч-

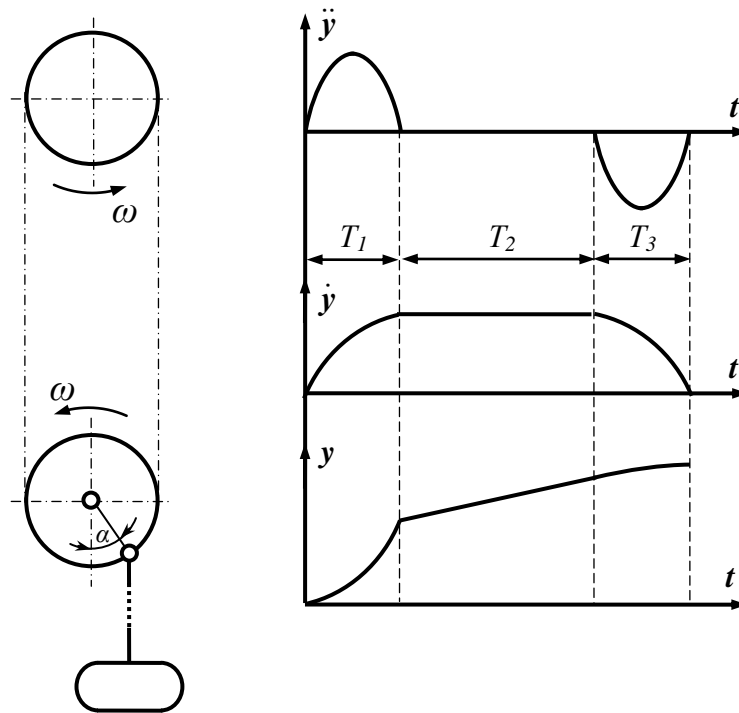


Рис. 2.10 Комбіновані закони в русі маси m і схема механізму до їх реалізації

не забезпечення приводів має за недолік ту обставину, що потужність двигуна визначається за умов найбільших навантажень, які відповідають режимам перехідних процесів пуску. Це означає, що на інших етапах двигуни не мають номінальних навантажень і погіршують роботу систем енергопостачання за показником $\cos\phi$.

Порівняння законів руху на додаток до оцінки енергетичних витрат здійснюється також за максимальними силовими показниками. Першим з числа розглянутих у цьому дослідженні був закон руху зі сталими прискореннями $\ddot{y} = \text{const}$, якому відповідає параболічний закон на діаграмі переміщень.

Якщо співставити максимуми прискорень параболічного, косинусоїдального і синусоїдального законів, то вони співвідносяться як

$$1 : \frac{\pi^2}{8} : \frac{\pi}{2} \quad \text{або} \quad 1 : 1,23 : 1,57.$$

Однак віддавати першість параболічному закону, орієнтуючись на наведені результати не слід, оскільки він супроводжується м'якими ударами, рівно як і косинусоїдальний закон.

РОЗДІЛ 3 АНАЛІЗ СИСТЕМ З ПРУЖНИМИ ЗВ'ЯЗКАМИ

Динаміка двомасових або багатомасових систем знайшла своє відображення в значній кількості фундаментальних робіт [8, 15, 16], які одержали прискорений розвиток за рахунок використання сучасної обчислювальної техніки і відповідного програмного забезпечення. При цьому відкриті можливості як динамічного аналізу систем, так і динамічного синтезу, вирішуються оптимізаційні задачі, які стосуються досягнення швидкодії, обмеження динамічних складових навантажень, зрівноваження ланок і механізмів, обмеження коливальних процесів або навпаки їх використання на потребу технологічних запитів тощо.

Присутність пружних зв'язків в ланцюгу передавання руху супроводжується появою коливальних процесів, наслідком яких є дисипативне розсіювання енергії, додаткові енергетичні витрати, з'являються похибки у реалізації технологічних процесів тощо.

У зв'язку з головним завданням цього дослідження, пов'язаного з пошуком взаємозв'язків між матеріальними і енергетичними потоками транспортно-технологічних систем, виконаємо їх оцінку на кількох критичних прикладах.

3.1 Співвідношення параметрів в двомасовій системі за ударного навантаження

Ударним навантаженням в динаміці машин відповідають випадки силової взаємодії між масами, коли ведуча маса зберігає сталу швидкість. Цьому випадку відповідає схема на рис. 3.1, на якому ведуча маса m_1 має сталу швидкість V . Будемо вважати, що цю сталу швидкість вона набрала за час вибирання зазору δ . Тоді рівняння руху за жорсткості підвіски c запишемо у формі:

$$y_1 = Vt; \quad (3.1)$$

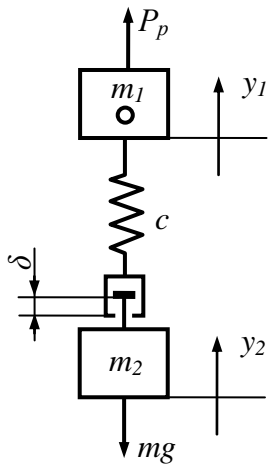


Рис. 3.1 Розрахункова
схема двомасової моделі

$$m_2 \ddot{y}_2 = c(y_1 - y_2) - mg. \quad (3.2)$$

Розв'язання цієї системи приводить до
виду:

$$y_2 = Vt - \frac{m_2 g}{c} - V \sqrt{\frac{m_2}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t; \quad (3.3)$$

$$\dot{y}_2 = V - V \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t; \quad (3.4)$$

$$\ddot{y}_2 = V \sqrt{\frac{c}{m_2}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \quad (3.5)$$

за початкових умов $t_{(n)} = 0$; $y_{(n)2} = -mg/c$;

$\dot{y}_{(n)2} = 0$. При цьому пружні сили в підвісці:

$$P_{\text{пр}} = m_2 g + V \sqrt{m_2 c} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t. \quad (3.6)$$

Тоді кінетична енергія маси m_2 дорівнює:

$$T_{\text{кін}} = \frac{m}{2} (\dot{y}_2)^2 = \frac{m}{2} \left(V - V \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right)^2, \quad (3.7)$$

а роботу рушійної сили визначимо за виразом:

$$A_p = P_{\text{пр}} y_2 = \left(m_2 g + V \sqrt{m_2 c} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right) \left(Vt - \frac{m_2 g}{c} - V \sqrt{\frac{m_2}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right). \quad (3.8)$$

При цьому миттєві потужності, що розвиваються в системі, відображу-
ються законом:

$$N = P_{\text{пр}} \dot{y}_2 = \left(m_2 g + V \sqrt{m_2 c} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right) \left(V - V \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right). \quad (3.9)$$

З точки зору інтересів забезпечення стійкої роботи асинхронних двигу-
нів у складі приводів технологічних машин є необхідність утримання їх на
ділянці стійкої частини статичної механічної характеристики, що відповідає
умові:

$$M_o < M_m, \quad (3.10)$$

де M_0 – приведений до валу двигуна момент сил опору; M_m – максимальний момент, що розвивається двигуном.

Очевидно, що величина M_0 в умовах динамічного навантаження визначається через величину пружної сили (умова (3.6)). Остання визначається сумою статичної складової m_2g і динамічної – $V\sqrt{m_2c} \sin \sqrt{c/m_2}t$.

Амплітуду динамічної складової $V\sqrt{m_2c}$ порівняємо із статичною складовою. Тоді

$$\psi = \frac{m_2g}{V\sqrt{m_2c}}. \quad (3.11)$$

Феноменологічні міркування вказують на те, що співвідношенню (3.11) має відповідати співвідношення номінального M_n і максимального M_m моментів, що розвиваються двигуном. Звідси витікає:

$$P_{\text{дин max}} = V\sqrt{m_2c}; \quad (3.12)$$

$$P_{\text{дин max}} < \frac{M_m P_{\text{ст}}}{M_n}. \quad (3.13)$$

Виконання умови (3.13) при цьому за відомих для системи m_2 та c досягається за рахунок обмеження швидкості:

$$V \leq \frac{g}{\psi} \sqrt{\frac{m_2}{c}}. \quad (3.14)$$

Проте досягнення умови (3.13) цілком рівноправно може досягатися за рахунок параметрів m_2 або жорсткості c при фіксованій величині швидкості V .

3.2. Випадок двомасової системи з косинусоїдальним і синусоїдальним законами руху ведучої маси

До числа типових механізмів зі зворотно-поступальним рухом відносяться кривошипно-шатунні, кулісні та кулачкові механізми. Закони руху їх вихідних ланок залежать від співвідношень геометричних параметрів і законів руху вхідних ланок. При цьому за використання кулачкових механізмів

можуть бути реалізовані різні закони руху вихідної ланки.

Складання фізичної моделі в таких випадках супроводжується аналізом, метою якого є визначення ланок з найменшою жорсткістю. Саме така ланка має поділяти систему на ведучу і ведену маси. В певних випадках окремі ланки можуть виконуватися з пружними елементами, або останні можуть з'єднувати вихідну ланку і об'єкт маніпулювання (рис. 3.2).

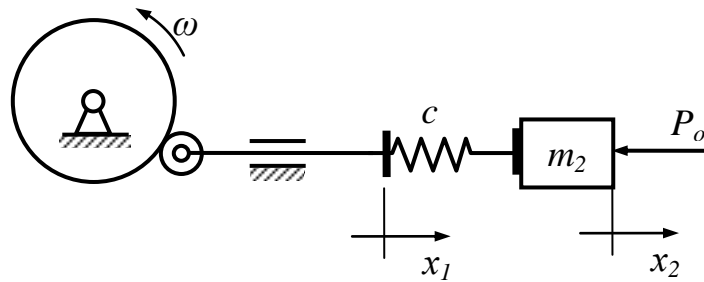


Рис. 3.2 Схема до двомасової моделі системи

У загальному випадку координата переміщення ведучої маси є функцією кута повороту кулачка

$$x_1 = x_1(\omega, t), \quad (3.15)$$

де ω – кутова швидкість кулачка.

Припустимо, що реалізується закон руху:

$$x_1 = R(1 - \cos \omega t), \quad (3.16)$$

де R – геометричний параметр кулачка.

Тоді рівняння руху веденої маси записується у формі:

$$\ddot{x}_2 + \frac{c}{m_2} x_2 = \frac{cR}{m_2} (1 - \cos \omega t) - \frac{P_o}{m_2}, \quad (3.17)$$

де P_o – опір переміщенню веденої маси.

За початкових умов $t_{(n)} = 0$; $x_{2(n)} = -P_o / c$; $\dot{x}_{2(n)} = 0$ маємо:

$$x_2 = \frac{cR}{c - m_2 \omega^2} \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t + R \left(1 - \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right) - \frac{R c \cos \omega t}{c - m_2 \omega^2} - \frac{P_o}{c}. \quad (3.18)$$

Підкреслимо, що рівняння (3.17) та (3.18) відповідають лише фазі ро-

бочого ходу і часу завершення переміщення веденої маси відповідає умова:

$$t_{(к)} = \varphi_1 / \omega,$$

де φ_1 – фазовий кут робочого ходу.

Диференціюванням виразу (3.18) знайдемо:

$$\dot{x}_2 = R \sqrt{\frac{c}{m_2}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t - \frac{Rc \sqrt{\frac{c}{m_2}}}{c - m_2 \omega^2} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t + \frac{Rc \cos \omega t}{c - m_2 \omega^2}, \quad (3.19)$$

а пружне зусилля складе:

$$P_{пр} = c(x_1 - x_2) = \frac{Rm_2 \omega^2}{1 - \frac{m_2 \omega^2}{c}} \left(\cos \omega t - \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t \right) + P_0. \quad (3.20)$$

Як видно з рівняння (3.20), динамічне навантаження стосується двох складових з однаковими амплітудами і різними частотами. Величини ωt і $\sqrt{c/m_2} t$ можуть мати різні значення і у тому числі такі, за яких

$$\cos \omega t = 1 \quad \text{і} \quad \cos \sqrt{c/m_2} t = -1.$$

Для систем значної жорсткості:

$$1 - \frac{m_2 \omega^2}{c} \approx 1, \quad (3.21)$$

а тому

$$P_{пр \max} \approx 2Rm_2 \omega^2 + P_0. \quad (3.22)$$

Перехід до енергетичної оцінки перебігу процесу взаємодії ведучої і веденої мас можливо здійснити на основі залежностей (3.19) та (3.20). Важливою характеристикою при цьому є миттєва потужність, що розвивається рушійною силою, яку у відповідності до третього закону Ньютона будемо вважати рівною пружному навантаженню

$$N_{мит} = P_{пр}(t) \dot{x}_2(t). \quad (3.23)$$

Плинні значення $P_{пр}(t)$ та $\dot{x}_2(t)$ вираховуються підстановкою часу t в інтервалі від $t_{(п)} = 0$ до $t_{(к)} = \varphi_1 / \omega$ з вибраним кроком, що дає можливість

визначити залежність $N_{\text{мит}} = N_{\text{мит}}(t)$.

Інтегрування останньої умови у вказаних межах вибору часу дозволяє визначити енергетичні витрати на виконання процесу.

Результати підрахунків за формулою (3.23) дозволяють визначити максимальну величину миттєвої потужності. Логічно передбачити при цьому, що максимум максимуму $N_{\text{мит}}$ відповідає співпадіння в часі досягнення \dot{x}_{max} і $P_{\text{пр max}} = P_{\text{пр max}}$.

Для визначення \dot{x}_{max} виконаємо диференціювання умови (3.19) і прирівняємо результат до нуля:

$$\ddot{x}_2 = \left(R \sqrt{\frac{c}{m_2}} - \frac{Rc^2}{m(c - m_2\omega^2)} \right) \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} + \frac{Rc\omega^2 \cos \omega t_{\text{екс}}}{c - m_2\omega^2} = 0, \quad (3.24)$$

де $t_{\text{екс}}$ – час досягнення екстремального значення $\dot{x}_{2\text{max}}$. Тоді:

$$\dot{x}_{2\text{max}} = \left(R \sqrt{\frac{c}{m_2}} - \frac{Rc \sqrt{\frac{c}{m_2}}}{c - m_2\omega^2} \right) \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} + \frac{Rc\omega \sin \omega t_{\text{екс}}}{c - m_2\omega^2}. \quad (3.25)$$

За випадку синусоїдального руху ведучої маси маємо:

$$x_1 = R \sin \omega t. \quad (3.26)$$

Тоді за відповідних підстановок і перетворень одержуємо:

$$x_2 = \frac{Rc}{c - m_2\omega^2} \sin \omega t - \frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \sqrt{\frac{m_2}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t - \frac{P_0}{c}; \quad (3.27)$$

$$P_{\text{пр}} = c(x_1 - x_2) = \frac{Rm_2\omega^2}{1 - \frac{m_2\omega^2}{c}} \left(\frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{c}{m_2}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t - \sin \omega t \right) + P_0; \quad (3.28)$$

$$\dot{x}_2 = \frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \cos \omega t - \frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t; \quad (3.29)$$

$$\ddot{x}_2 = \frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \sqrt{\frac{c}{m_2}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} - \frac{Rc\omega^2}{c - m_2\omega^2} \sin \omega t_{\text{екс}}. \quad (3.30)$$

Тоді екстремуму швидкості відповідає умова:

$$\frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \cos\omega t_{\text{екс}} - \frac{Rc\omega}{c - m_2\omega^2} \cos\sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} = 0. \quad (3.31)$$

З умови (3.28) витікає, що для систем зі значною жорсткістю пружної ланки маємо:

$$1 - \frac{m_2\omega^2}{c} \approx 1; \quad \sin\sqrt{\frac{c}{m_2}} t = 1; \quad \sin\omega t = -1.$$

Тоді

$$P_{\text{пр max}} \approx R\omega(\sqrt{cm_2} + m_2\omega) + P_o. \quad (3.32)$$

Максимальні і плинні значення миттєвої потужності і енерговитрат на переміщення маси m_2 визначаються за методикою, викладеною у попередньому випадку з використанням залежності виду (3.23) і інтегруванням залежності $N_{\text{мит}} = N_{\text{мит}}(t)$.

З аналізу рівнянь (3.6), (3.20) та (3.28) видно вплив жорсткості на динамічні складові навантажень. Збільшення її приводить до зростання величин $P_{\text{пр}}$ і одночасно підвищує частоти власних коливань системи, перетворюючи їх у швидкозатухаючі. Разом з тим у значній кількості випадків жорсткість не є фіксованою величиною і може змінюватись в достатньо широкому діапазоні. Таким випадкам відповідають системи підвіски вантажів, у яких гнучкий елемент (ланцюг, трос) за виконання технологічної операції змінює свою довжину на 50-200 %. При цьому важливо те, якою буде зміна довжини підвіски за час перехідного процесу. Для низькочастотних систем час перехідного процесу може бути співрозмірним з часом технологічної операції, що повинно враховуватись при їх аналізі.

Наявність динамічних складових навантажень у величинах $P_{\text{пр}}$ означає присутність енергетичних трансформацій, пов'язаних з переходами кінетичної енергії в русі мас в потенціальну енергію деформації пружних елементів. За наявності залежностей $\dot{y}_2 = \dot{y}_2(t)$ в русі ведених мас значення миттєвих кінетичних енергій можуть бути визначені і у тому числі їх максимальні ве-

личини, наприклад, для синусоїдального закону:

$$T_{\text{кін max}} = \frac{m_2}{2} \left(\left(R \sqrt{\frac{c}{m_2}} - \frac{Rc \sqrt{\frac{c}{m_2}}}{c - m_2 \omega^2} \right) \sin \sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} + \frac{Pc \omega \sin \omega t_{\text{екс}}}{c - m_2 \omega^2} \right)^2 \quad (3.33)$$

і для косинусоїдального закону руху ведучої маси

$$T_{\text{кін max}} = \frac{m_2}{2} \left(\frac{Rc \omega}{c - m_2 \omega^2} \cos \omega t_{\text{екс}} - \frac{Rc \omega}{c - m_2 \omega^2} \cos \sqrt{\frac{c}{m_2}} t_{\text{екс}} \right)^2. \quad (3.34)$$

Разом з тим максимальним пружним навантаженням відповідають максимуми потенціальних енергій деформації пружних елементів. Плинним значенням потенціальної енергії деформації відповідає умова

$$E_{\text{пот}} = P_{\text{пр}} \frac{x_1 - x_2}{2} = \frac{c(x_1 - x_2)^2}{2}. \quad (3.35)$$

Виконані аналітичні дослідження процесів переміщення вантажів з метою оцінки взаємозв'язків параметрів матеріальних потоків з їх енергетичним забезпеченням дозволяють відмітити наступні міркування.

В періоди перехідних процесів пуску рушійна сила долає опір статичних сил і сил інерції, а потужність, що нею розвивається, залежить від заданого закону руху. Зменшення часу перехідного процесу за інших рівних умов збільшує потужність, що розвивається рушійною силою, однак енергетичні витрати за цей період і за умови стабілізованого значення кінцевої швидкості $\dot{x}_{2(\kappa)} = \text{const}$ залишаються сталими і рівними кінетичній енергії:

$$T_{\text{кін}} = m \frac{(\dot{x}_{2(\kappa)})^2}{2}.$$

До вказаних енергетичних витрат на цій ділянці додається складова, пов'язана з подоланням статичного опору:

$$E_{\text{оп}} = P_{\text{оп}} x.$$

При цьому кінетична енергія рухомої маси дорівнює роботі A_p сил рушійних у зв'язку з подоланням сил інерції, а тому за переміщення вантажу

у гравітаційному полі виконується співвідношення, які відповідають формі:

$$\frac{T_{\text{кін}}}{A_p} = \frac{\ddot{y}}{g}$$

за різних законів $\ddot{y} = \ddot{y}(t)$. Разом з тим важливо підкреслити, що скорочення часу перехідного процесу пуску навіть за відносно обмежених енергетичних витрат приводить до помітного зростання потужності, яку має розвивати рушійна сила. Це означає необхідність обґрунтування у виборі закону руху у перехідному процесі і часу його перебігу.

З точки зору інтересів обмеження енергетичних витрат на перевагу заслуговують безперервні переміщення вантажів, порівняно з циклічними. Хоча за вибору симетричних законів на ділянках розгону і вибігу у енергетичних витратах можливо наблизитися (за час циклу) до складової, пов'язаної з подоланням сил опору, однак це не знімає проблем, пов'язаних з потужністю, оскільки прискорений рух на першій фазі залишається. З цієї точки зору з числа проаналізованих на перевагу заслуговує рівноприскорений рух вантажів на фазі розгону і рівносповільнений на фазі вибігу. Дещо поступаються йому косинусоїдальний і синусоїдальний закони.

Визначені закономірності і співвідношення стосовно абсолютно жорстких систем здійснено без їх поділу на ведучі і ведені маси. Проте, очевидно, що врахування такого поділу додатково підкреслить перевагу режимів безперервного руху.

Енергетичні співвідношення, встановлені щодо ударної взаємодії в двомасовій моделі, вказують на можливість визначення миттєвих потужностей та енергетичних витрат. Разом з тим вони приводять до висновку про взаємозв'язок між амплітудою динамічної складової і параметрами двигуна. Врахування цих взаємозв'язків гарантує роботу асинхронного двигуна на ділянці його стійкої статичної механічної характеристики.

З урахуванням кінематичних і динамічних параметрів двомасових систем з синусоїдальним і косинусоїдальним законами розроблено методика ви-

значення миттєвих потужностей і енергетичних витрат з метою оцінки перспектив використання таких законів.

3.3 Дослідження динаміки і енергетичного забезпечення розгону двомасових систем з заданими законами рушійних сил

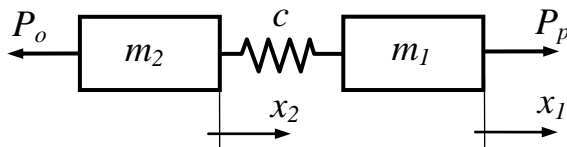


Рис. 3.3 Розрахункова двомасова еквівалентна схема

Нехай маємо еквівалентну схему машини (рис. 3.3) з двох мас, в якій існує можливість змінювати рушійну силу P_p за певними законами. Ведучою масою тут є m_1 , а веденою – m_2 , до якої прикладається сила опору P_o . Координати

переміщення відповідно позначені як x_1 та x_2 , а пружний зв'язок між масами має жорсткість c .

В загальному випадку рівняння руху записуються у формі:

$$m_1 \ddot{x}_1 = P_p - c(x_1 - x_2); \quad (3.36)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 = c(x_1 - x_2) - P_o. \quad (3.37)$$

Однак цим умовам відповідає випадок, коли пружний елемент вже навантажено до величини сили опору P_o , що вважається другим етапом руху, а на першому під дією P_p переміщується лише маса m_1 :

$$m_1 \ddot{x}_1 = P_p - c x_1. \quad (3.38)$$

Прийmemo, що рушійна сила змінюється за законом:

$$P_p = k t, \quad (3.39)$$

де t – час процесу; k – коефіцієнт пропорційності.

Тоді маємо:

$$m_1 \ddot{x}_1 = k t - c x_1; \quad \ddot{x}_1 = \frac{k}{m_1} t - \frac{c}{m_1} x_1; \quad (3.40)$$

$$\ddot{x}_1 + \frac{c}{m_1} x_1 = \frac{k}{m_1} t. \quad (3.41)$$

Розв'язання останнього рівняння записуємо у формі:

$$x_1 = A \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t + B \cos \sqrt{\frac{c}{m_1}} t + \frac{k}{c} t. \quad (3.42)$$

Для знаходження сталих інтегрування A та B скористаємося початковими умовами:

$$t_{(n)} = 0; \quad x_{1(n)} = 0; \quad \dot{x}_{1(n)} = 0. \quad (3.43)$$

Відповідною підставкою одержуємо:

$$B = 0.$$

В результаті диференціювання рівняння (3.98) маємо:

$$\dot{x}_1 = A \sqrt{\frac{c}{m_1}} \cos \sqrt{\frac{c}{m_1}} t - B \sqrt{\frac{c}{m_1}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t + \frac{k}{c}. \quad (3.44)$$

Звідси

$$0 = A \sqrt{\frac{c}{m_1}} + \frac{k}{c}; \quad A = -\frac{k}{c} \sqrt{\frac{m_1}{c}} \quad (3.45)$$

і в результаті рівняння (3.42) зводиться до форми:

$$x_1 = \frac{k}{c} t - \frac{k}{c} \sqrt{\frac{m_1}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t. \quad (3.46)$$

При цьому величина пружного навантаження $P_{\text{пр}}$ пружного елемента:

$$P_{\text{пр}} = c x_1 = k t - k \sqrt{\frac{m_1}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t. \quad (3.47)$$

Завершенню першого етапу відповідає $P_{\text{пр}} = P_o$, підстановка якого дозволяє знайти час $t_{(к)}^I$:

$$P_o = k t_{(к)}^I - k \sqrt{\frac{m_1}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t_{(к)}^I. \quad (3.48)$$

Як бачимо, досягнення умови (3.48) в часі залежить від коефіцієнта пропорційності k , маси m_1 та жорсткості c .

Розв'язання останнього рівняння доцільно здійснювати ітераціями.

Синтез машин-автоматів починається зі складання їх циклограм, ре-

зультатом яких є визначення часу перебігу кожної з операцій або окремих етапів операцій. Якщо час перебігу першого етапу $t_{(к)}^I$ є відомим, то його досягненню має відповідати закон руху ведучої маси:

$$k = \frac{P_o}{t_{(к)}^I - \sqrt{\frac{m_1}{c}} \sin \sqrt{\frac{c}{m_1}} t_{(к)}^I}. \quad (3.49)$$

На другому етапі розпочинається рух веденої маси m_2 і він супроводжується подальшим зростанням рушійної сили P_p і, відповідно, пружної сили $P_{пр}$. Від моменту початку руху m_2 процес моделюється рівняннями (3.36) та (3.37), які трансформуємо до вигляду:

$$\ddot{x}_1 + \frac{c}{m_1}(x_1 - x_2) = \frac{P_p}{m_1}; \quad (3.50)$$

$$\ddot{x}_2 - \frac{c}{m_2}(x_1 - x_2) = -\frac{P_o}{m_2}. \quad (3.51)$$

Віднявши від рівняння (3.50) умову (3.51), одержуємо:

$$(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) + \left(\frac{c}{m_1} + \frac{c}{m_2} \right) (x_1 - x_2) = \frac{P_p}{m_1} + \frac{P_o}{m_2}.$$

Помножимо складові останнього рівняння на жорсткість c і тоді:

$$c(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) + c \left(\frac{c}{m_1} + \frac{c}{m_2} \right) (x_1 - x_2) = \frac{cP_p}{m_1} + \frac{cP_o}{m_2}.$$

Оскільки $c(x_1 - x_2) = P_p$, то $c(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) = \ddot{P}_{пр}$ і

$$\ddot{P}_{пр} + \left(\frac{c}{m_1} + \frac{c}{m_2} \right) P_{пр} = \frac{cP_p}{m_1} + \frac{cP_o}{m_2}. \quad (3.52)$$

Одержана умова має назву рівняння пружних сил і його розв'язання визначає динаміку навантаження системи. Загальний вигляд такого розв'язання має форму:

$$P_{пр} = A_1 \sin \sqrt{\omega} t + B_1 \cos \sqrt{\omega} t + \frac{cP_p}{\omega m_1} + \frac{cP_o}{\omega m_2}, \quad (3.53)$$

де $\omega = \frac{c}{m_1} + \frac{c}{m_2}$, A_1 та B_1 – сталі інтегрування. Підстановкою $P_p = kt$ одержу-

ємо:

$$P_{pp} = A_1 \sin \sqrt{\omega} t + B_1 \cos \sqrt{\omega} t + \frac{ckt}{\omega m_1} + \frac{cP_o}{\omega m_2}. \quad (3.54)$$

Визначимо початкові умови другого етапу:

$$t_{(п)}^{II} = 0; \quad x_{(п)1}^{II} = x_{(к)1}^I; \quad \dot{x}_{(п)1}^{II} = \dot{x}_{(к)1}^I; \quad x_{(п)2}^{II} = 0; \quad \dot{x}_{(п)2}^{II} = 0.$$

$$P_{pp(п)}^{II} = c(x_{(п)1}^{II} - x_{(п)2}^{II}) = cx_{(к)1}^I;$$

$$\dot{P}_{pp(п)}^{II} = c(\dot{x}_{(п)1}^{II} - \dot{x}_{(п)2}^{II}) = c\dot{x}_{(к)1}^I. \quad (3.55)$$

Для визначення швидкості, що відповідає завершенню I-го етапу, виконаємо диференціювання умови (3.46):

$$\dot{x}_1 = \frac{k}{c} - \frac{k}{c} \cos \sqrt{\frac{c}{m_1}} t, \quad (3.56)$$

а за відомого часу $t = t_{(к)}^I$ маємо:

$$\dot{x}_{(к)1}^I = \frac{k}{c} - \frac{k}{c} \cos \sqrt{\frac{c}{m_1}} t_{(к)}^I. \quad (3.57)$$

Підстановкою початкових умов одержуємо:

$$cx_{(к)1}^I = B_1 + \frac{cP_o}{\omega m_2}; \quad B_1 = cx_{(к)1}^I - \frac{cP_o}{\omega m_2};$$

$$\dot{P}_{pp} = A_1 \sqrt{\omega} \cos \sqrt{\omega} t - B_1 \sqrt{\omega} \sin \sqrt{\omega} t + \frac{ck}{\omega m_1}; \quad (3.58)$$

$$c\dot{x}_{(к)1}^I = A_1 \sqrt{\omega} + \frac{ck}{\omega m_1};$$

$$A_1 = \frac{c\dot{x}_{(к)1}^I - \frac{ck}{\omega m_1}}{\sqrt{\omega}}. \quad (3.59)$$

Тоді остаточно пружні навантаження:

$$P_{\text{пр}} = \frac{c\dot{x}_{(к)1}^I - \frac{ck}{\omega m_1}}{\sqrt{\omega}} \sin \sqrt{\omega} t + \left(c x_{(к)1}^I - \frac{cP_o}{\omega m_2} \right) \cos \sqrt{\omega} t + \frac{ckt}{\omega m_1} + \frac{cP_o}{\omega m_2}. \quad (3.60)$$

З останнього рівняння видно, що пружне зусилля складається із синусоїдальної і косинусоїдальної складових, лінійної функції і статичної складової. При цьому логічно є постановка питання про екстремальне значення P_p . Для їх визначення виконаємо диференціювання рівняння (3.60) і прирівняємо результат до нуля:

$$\dot{P}_{\text{пр}} = \left(c\dot{x}_{(к)1}^I - \frac{ck}{\omega m_1} \right) \cos \sqrt{\omega} t_{\text{ек}} - \left(c x_{(к)1}^I - \frac{cP_o}{\omega m_2} \right) \sqrt{\omega} \sin \sqrt{\omega} t_{\text{ек}} + \frac{ck}{\omega m_1} = 0. \quad (3.61)$$

Значення часу $t_{\text{ек}}$ досягнення екстремальних значень $P_{\text{пр.ек}}$ визначається ітераціями і тоді:

$$P_{\text{пр.ек}} = \frac{c\dot{x}_{(к)1}^I - \frac{ck}{\omega m_1}}{\sqrt{\omega}} \sin \sqrt{\omega} t_{\text{ек}} + \left(c x_{(к)1}^I - \frac{cP_o}{\omega m_2} \right) \cos \sqrt{\omega} t_{\text{ек}} + \frac{ckt_{\text{ек}}}{\omega m_1} + \frac{cP_o}{\omega m_2}. \quad (3.62)$$

Очевидно, що на другому етапі має виконуватись умова $P_p = kt > P_o$.

Подальше нарощування рушійної сили забезпечує прискорений рух ведучої і веденої мас, а рівномірному руху має відповідати рівність між рушійною силою і силою опору після затухання коливальних процесів. Співвідношення між рушійною силою і силою опору є визначальним в динаміці силової взаємодії і, окрім того, саме воно визначає кінематичні параметри в переміщенні мас m_1 та m_2 . Якщо останнє є завданням дослідження, то необхідно розшукати розв'язання $x_1 = x_1(t)$ та $x_2 = x_2(t)$.

У зв'язку з останнім здійснимо перетворення системи рівнянь (3.36) та (3.37) і запишемо їх у формі:

$$m_1 \ddot{x}_1 + c(x_1 - x_2) = P_p(t); \quad (3.63)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 - c(x_1 - x_2) = -P_o. \quad (3.64)$$

Для одержання розв'язання загальної системи рівнянь, що визначають рух мас m_1 та m_2 , виконаємо диференціювання кожного з них:

$$m_1 \ddot{x}_1 + c(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) = \ddot{P}_p(t);$$

$$m_2 \ddot{x}_2 - c(\ddot{x}_1 - \ddot{x}_2) = 0.$$

або

$$m_1 \ddot{x}_1 + c\ddot{x}_1 - c\ddot{x}_2 = \ddot{P}_p(t); \quad (3.65)$$

$$m_2 \ddot{x}_2 - c\ddot{x}_1 + c\ddot{x}_2 = 0. \quad (3.66)$$

Додаючи рівняння (3.63) та (3.64), одержуємо:

$$m_1 \ddot{x}_1 + m_2 \ddot{x}_2 = P_p(t) - P_o.$$

Звідси знайдемо:

$$\ddot{x}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \ddot{x}_2 + \frac{P_p(t) - P_o}{m_1}; \quad (3.67)$$

$$\ddot{x}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \ddot{x}_1 + \frac{P_p(t) - P_o}{m_2}. \quad (3.68)$$

Підстановкою умови (3.68) в рівняння (3.65) одержуємо в результаті перетворень:

$$\ddot{x}_1 + \frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \ddot{x}_1 = \frac{c(P_p(t) - P_o)}{m_1 m_2} + \frac{\ddot{P}_p(t)}{m_1}. \quad (3.69)$$

Підстановка умови (3.67) в рівняння (3.66) дозволяє записати:

$$\ddot{x}_2 + \frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \ddot{x}_2 = \frac{c(P_p(t) - P_o)}{m_1 m_2}. \quad (3.70)$$

Оскільки в нашому випадку $P_p = kt$, то $\dot{P}_p = k$ і $\ddot{P}_p(t) = 0$.

Тоді умова (3.69) переписується у формі:

$$\ddot{x}_1 + \frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \ddot{x}_1 = \frac{c(kt - P_o)}{m_1 m_2}. \quad (3.71)$$

Для розв'язання диференціальних рівнянь (3.70) та (3.71) визначимо початкові умови:

$$t_{(п)}^{II} = 0; \quad x_{(п)1}^{II} = x_{(к)1}^I; \quad \dot{x}_{(п)1}^{II} = \dot{x}_{(к)1}^I; \quad x_{(п)2}^{II} = 0; \quad \dot{x}_{(п)2}^{II} = 0;$$

$$\begin{aligned}
\ddot{x}_{(п)1}^{\Pi} &= \frac{P_p - c(x_{(п)1}^{\Pi} - x_{(п)2}^{\Pi})}{m_1} = \frac{P_p - cx_{(к)1}^I}{m_1}; \\
\ddot{x}_{(п)2}^{\Pi} &= \frac{P_o + cx_{(к)1}^I}{m_2}; \\
\ddot{x}_{(п)1}^{\Pi} &= \frac{P_p - c(x_{(п)1}^{\Pi} - x_{(п)2}^{\Pi})}{m_1} = \frac{P_p - cx_{(к)1}^I}{m_1}; \\
\dot{x}_{(п)1}^{\Pi} &= \frac{k - c(\dot{x}_{(п)1}^{\Pi} - \dot{x}_{(п)2}^{\Pi})}{m_1} = \frac{k - c\dot{x}_{(к)1}^I}{m_1}; \\
\dot{x}_{(п)2}^{\Pi} &= \frac{c(\dot{x}_{(п)1}^{\Pi} - \dot{x}_{(п)2}^{\Pi})}{m_2} = \frac{c\dot{x}_{(к)1}^I}{m_2}.
\end{aligned} \tag{3.72}$$

Розв'язання рівнянь (3.70) та (3.71) дозволяє одержати в явному вигляді залежності $x_1 = x_1(t)$, $x_2 = x_2(t)$ та $\dot{x}_2 = \dot{x}_2(t)$ і $\dot{x}_1 = \dot{x}_1(t)$. Очевидно, що вибір часу завершення процесу розгону системи доцільно здійснювати з урахуванням досягнутої швидкості $\dot{x}_{(к)1}^{\Pi}$. Цьому параметру також відповідають певні значення $x_{(к)1}^{\Pi}$ та $x_{(к)2}^{\Pi}$. Названі дані дають повну характеристику перехідному процесу.

Виконаємо розв'язання рівняння (36) відносно другої похідної \ddot{x}_1 :

$$\ddot{x}_1 = A_2 \sin \sqrt{\frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2}} t + B_2 \cos \sqrt{\frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2}} t + \frac{kt - P_o}{m_1 + m_2}. \tag{3.73}$$

Визначаємо сталі інтегрування A_2 та B_2 підстановкою початкових умов:

$$\frac{P_p - cx_{(к)1}^I}{m_1} = B. \tag{3.74}$$

Диференціюванням рівняння (3.73) одержуємо:

$$\dot{x}_1 = A_2 \sqrt{\frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2}} \cos \sqrt{\frac{c(m_1 + m_2)}{m_1 m_2}} t -$$

$$-B_2 \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} \sin \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t + \frac{k}{m_1+m_2}. \quad (3.75)$$

Звідси

$$A_2 = \left(\frac{k - c \dot{x}_{(k)1}^I}{m_1} - \frac{k}{m_1+m_2} \right) \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}}. \quad (3.76)$$

Двічі інтегруючи умову (3.73), запишемо:

$$x_1 = A_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)} \sin \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t - B_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)} \cos \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t + \frac{k}{m_1+m_2} t^2 + Ht + D, \quad (3.77)$$

де H та D – сталі інтегрування, які знайдемо підстановкою початкових умов (3.72):

$$x_{(k)1}^I = -B_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)} + D; \quad D = x_{(k)1}^I + B_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}; \quad (3.78)$$

$$\dot{x}_{(k)1}^I = A_2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}} + H; \quad H = \dot{x}_{(k)1}^I - A_2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}}.$$

Тоді з урахуванням знайдених D та H запишемо:

$$x_1 = A_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)} \sin \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t - B_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)} \cos \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t + \frac{k}{m_1+m_2} t^2 + \left(\dot{x}_{(k)1}^I - A_2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}} \right) t + x_{(k)1}^I + B_2 \frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}. \quad (3.79)$$

Диференціюванням умови (3.77) приходимо до форми:

$$\dot{x}_1 = A_2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}} \cos \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t + B_2 \sqrt{\frac{m_1 m_2}{c(m_1+m_2)}} \sin \sqrt{\frac{c(m_1+m_2)}{m_1 m_2}} t + \frac{kt}{2(m_1+m_2)} + H. \quad (3.80)$$

Якщо за виконання задачі синтезу машини відомим є значення $\dot{x}_{(к)}^{\Pi} = V$, то підстановкою останньої величини в рівняння (3.80) маємо можливість визначити $t_{(к)}^{\Pi}$, як час завершення другого етапу.

Його досягнення повинно супроводжуватись командою на змінення і стабілізацію рушійної сили P_p . В першому наближенні слід приймати $P_p \approx P_o$ або з урахуванням шкідливих опорів системи

$$P_p = \frac{P_o}{\eta}, \quad (3.81)$$

де η – ККД механічної системи.

Наявність залежностей (3.44), (3.48), (3.60) та (3.79) по визначенню кінематичних і динамічних параметрів системи на першому і другому етапах руху дозволяє знайти величини миттєвих потужностей, а інтегруванням функції $N = N(t)$ визначити енергетичні витрати.

РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ СИСТЕМ ЗІ ЗМІННОЮ ШВИДКІСТЮ РУХУ ВЕДУЧОЇ МАСИ

В багатьох дослідженнях значення швидкості руху ведучої маси приймалося сталим, що добре відповідає приводам з асинхронними електродвигунами, які мають жорстку механічну характеристику на робочій ділянці. Для випадків використання підйомно-опускних механізмів з фіксованими значеннями величин довжини підвіски l_0 та кінцевої координати $y_{(к)}$ розв'язання проблеми можна шукати на шляху використання канатної підвіски з барабаном змінного діаметра (рис. 4.1).

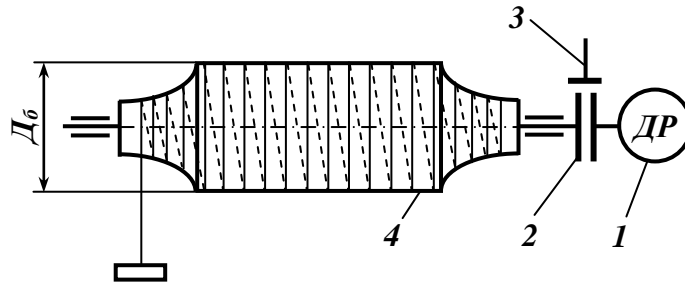


Рис. 4.1 Схема механізму підйому з барабаном змінного діаметра: 1 – двигун-редуктор; 2 – муфта; 3 – гальмо; 4 – барабан

Якщо для циліндричного барабану, на якому забезпечується стале значення кутової швидкості ω_6 маємо залежність $\dot{y}_1 = \omega_6 \frac{D}{2}$ (рис. 4.2), то для ба-

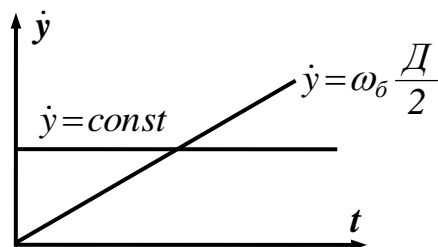


Рис. 4.2 Графіки швидкості ведучої маси

рабана змінного радіуса можемо одержати довільні закони.

Для випадку $V_1 = \text{const}$ маємо $y = V_1 t = \text{tg} \alpha t$, а для спеціального барабана реалізуються залежності, наприклад, виду $y_1 = kt^m$.

В такому випадку швидкість руху ведучої маси знайдемо за виразом:

$$\dot{y}_1 = kmt^{m-1}. \quad (4.1)$$

Тоді рівняння руху веденої маси m_2 записується у вигляді:

$$m_2 \ddot{y}_2 = c_{12}(kt^m - y_2) - m_2 g$$

або

$$\ddot{y}_2 + \frac{c_{12}}{m_2} y_2 = \frac{c_{12}kt^m}{m_2} - g. \quad (4.2)$$

Початкові умови до рівняння (4.2)

$$t_{(n)} = 0; \quad y_{(n)} = -\frac{m_2 g}{c_{12}}; \quad \dot{y}_{(n)} = 0. \quad (5.3)$$

Розрахунки по визначенню кінематичних параметрів та P_{np} (рис. 4.3-4.11) виконаємо за значень величин:

$$c_{12} = 5000; 50000; 500000 \text{ Н/м}; \quad m_2 = 200 \text{ кг}; \quad k = 0,02296; \quad m = 2,0.$$

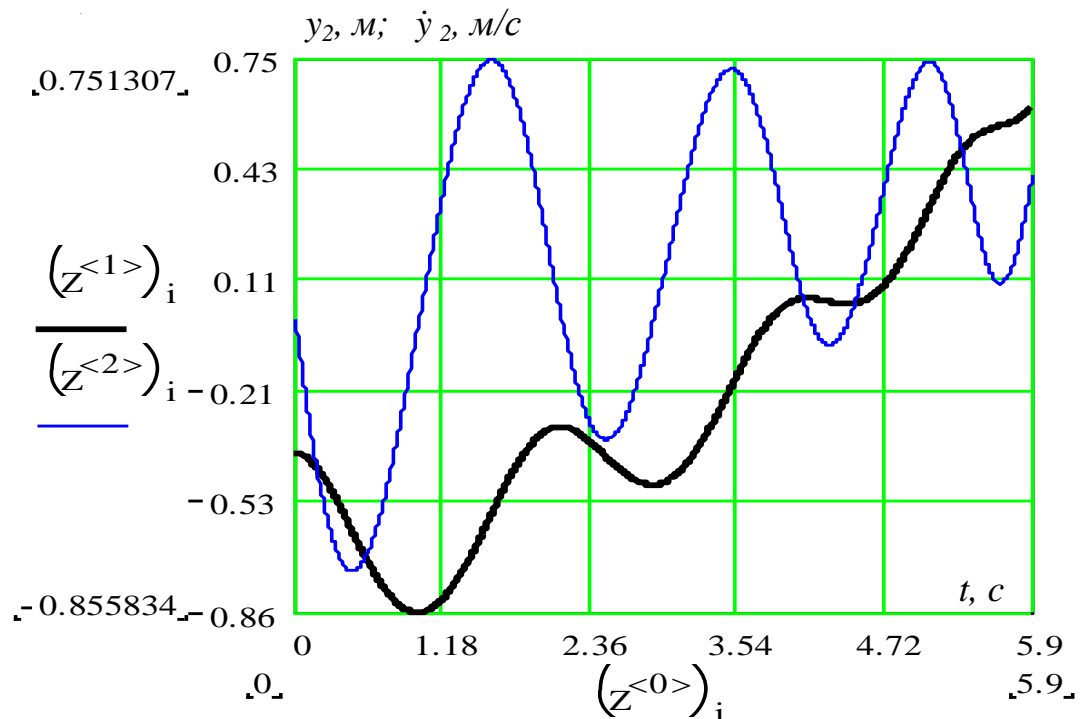


Рис. 4.3 Графіки зміни переміщення та швидкості при $EF = 5000 \text{ Н}$ та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$. Умовні позначення: $Z^{<1>}$ – переміщення; $Z^{<2>}$ – швидкість

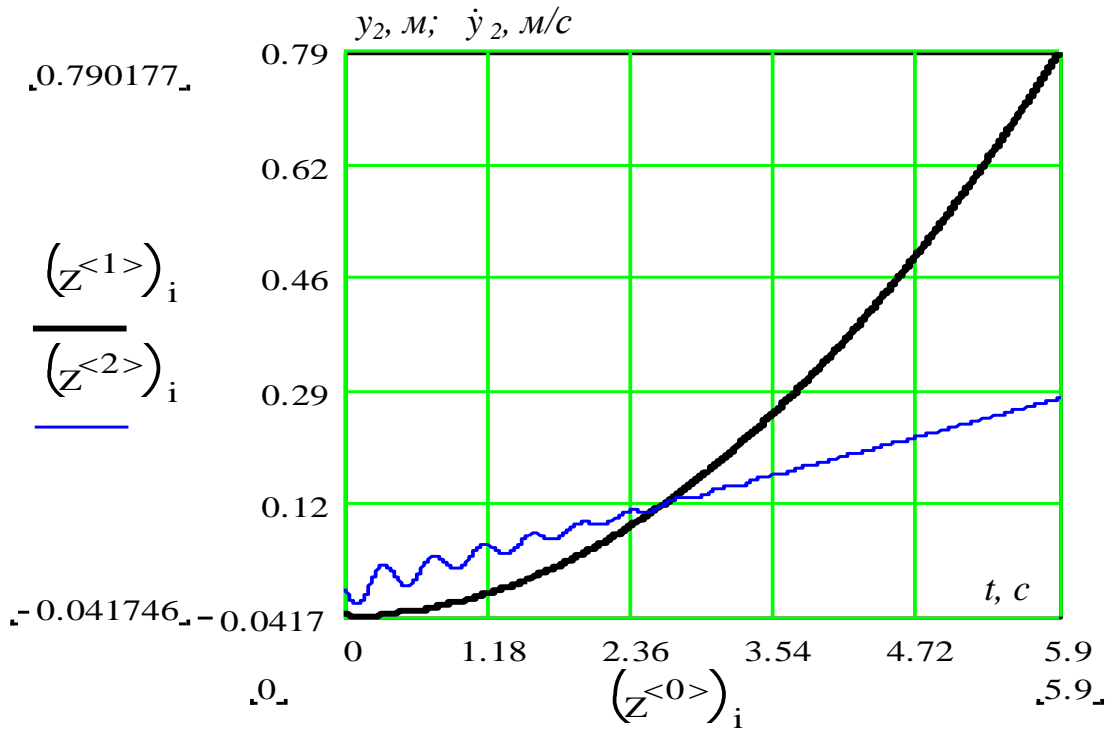


Рис. 4.4 Графіки зміни переміщення та швидкості при $EF = 50000 \text{ Н}$ та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$. Умовні позначення:
 $Z^{<1>}$ – переміщення; $Z^{<2>}$ – швидкість

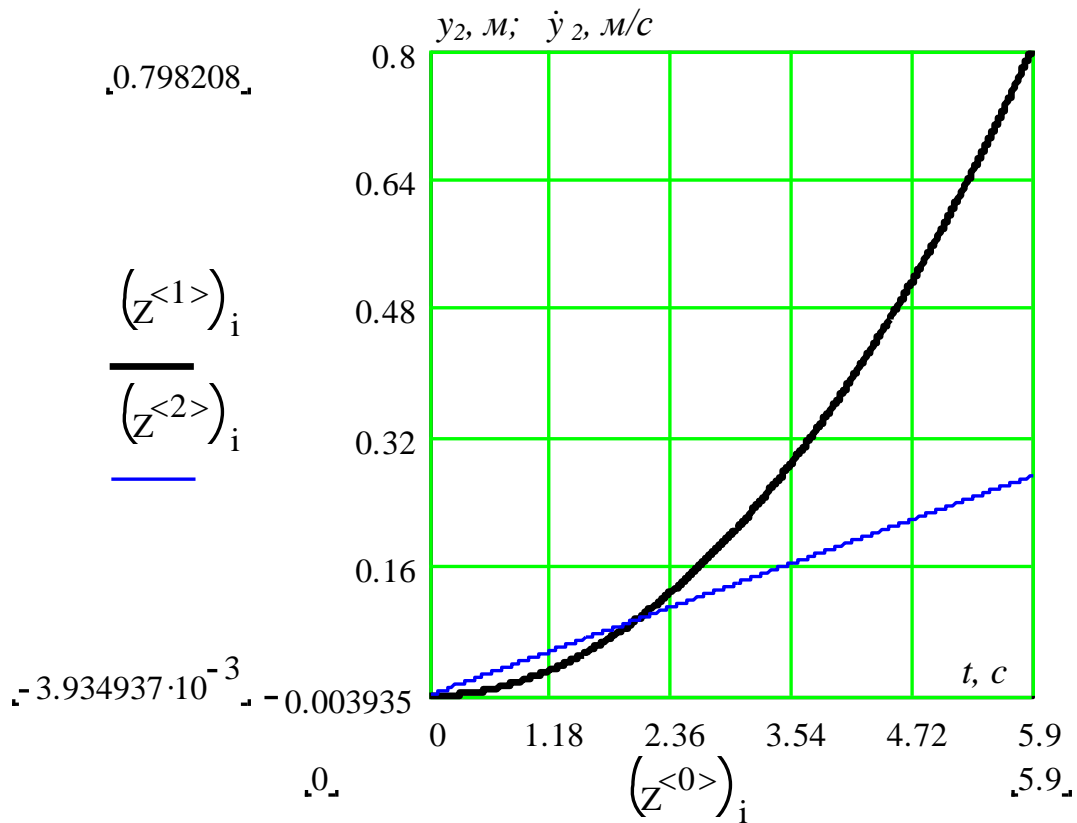


Рис. 4.5 Графіки зміни переміщення та швидкості при $EF = 500000 \text{ Н}$ та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$. Умовні позначення: $Z^{<1>}$ – переміщення; $Z^{<2>}$ – швидкість

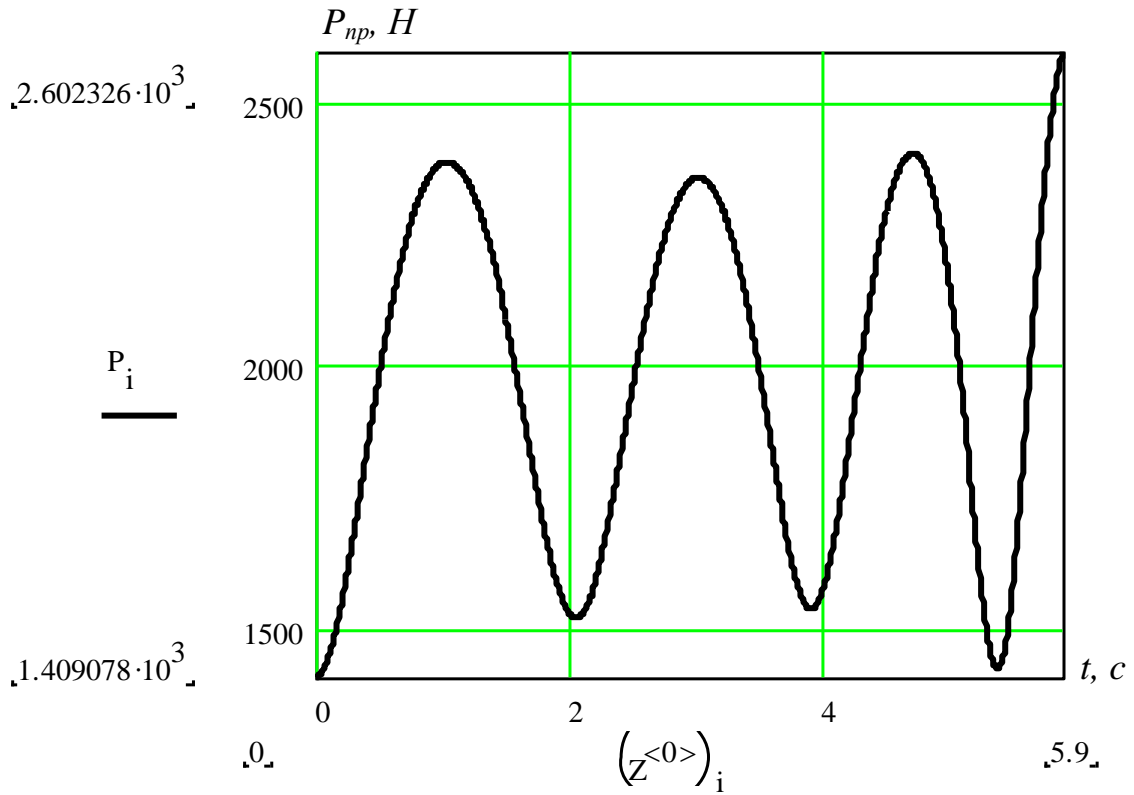


Рис. 4.6 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 5000$ Н та $\psi = 0,4$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

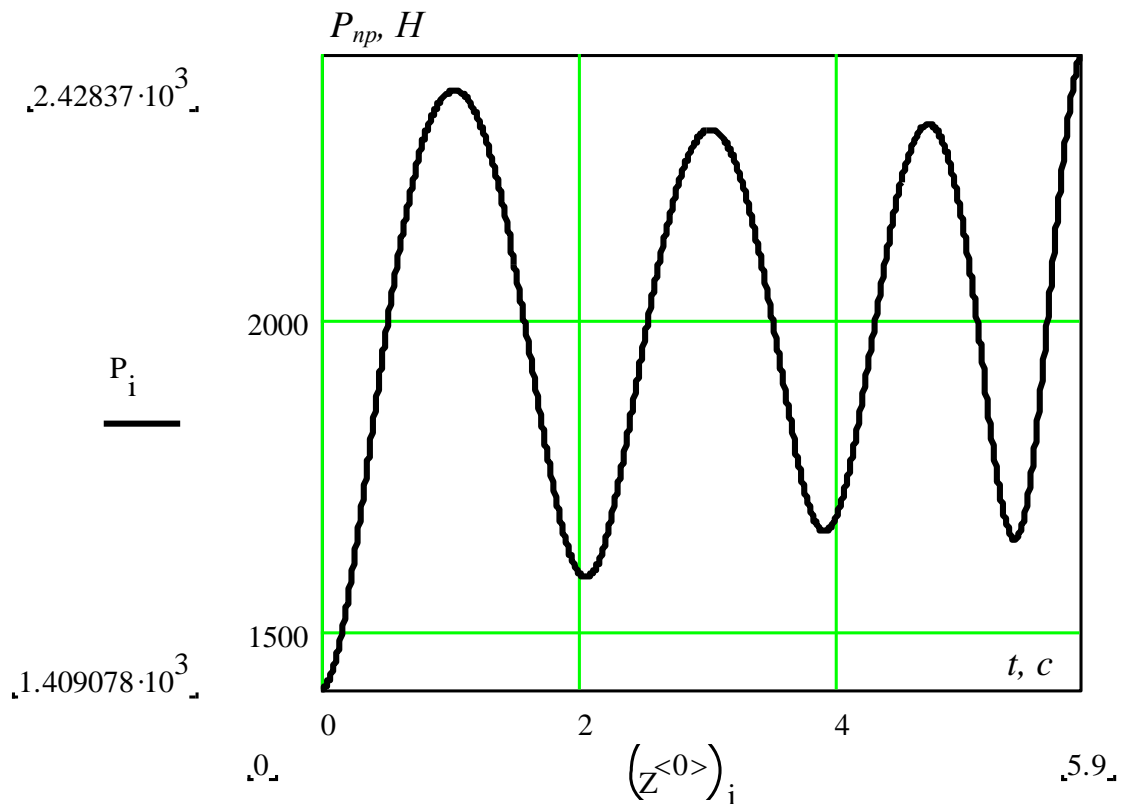


Рис. 4.7 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 5000$ Н та $\psi = 0,6$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

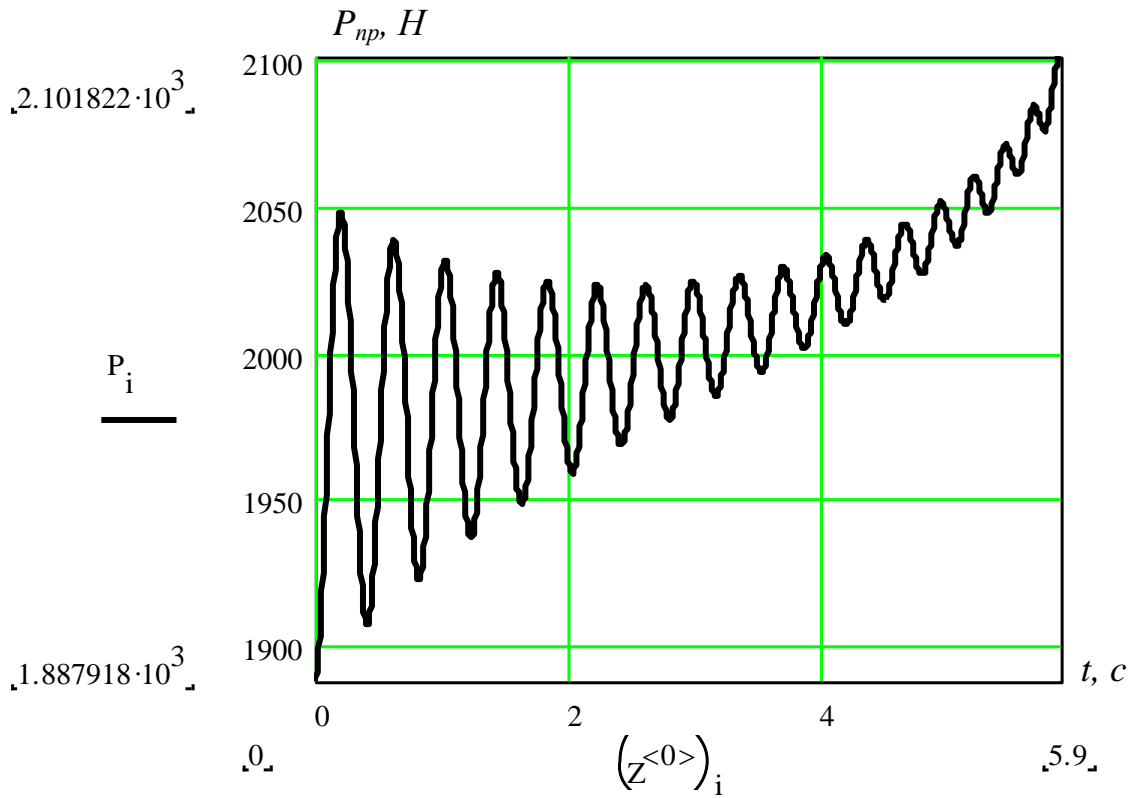


Рис. 4.8 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 50000$ Н та $\psi = 0,4$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

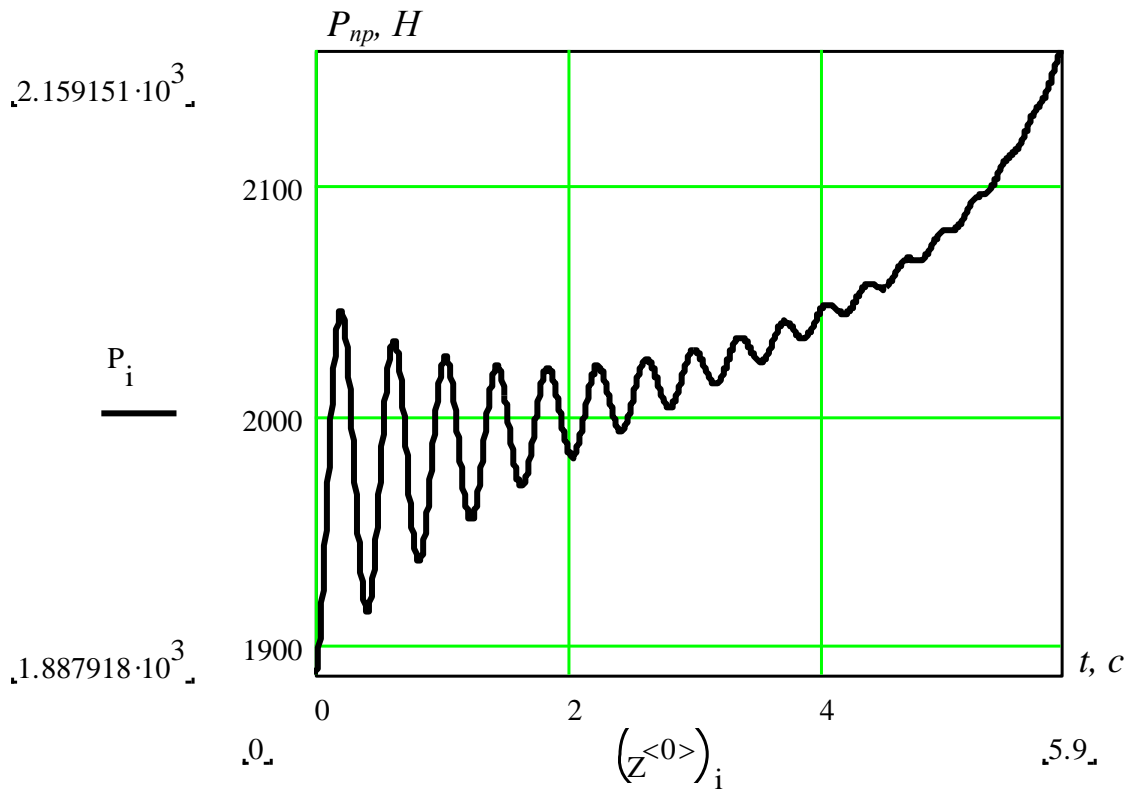


Рис. 4.9 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 50000$ Н та $\psi = 0,6$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

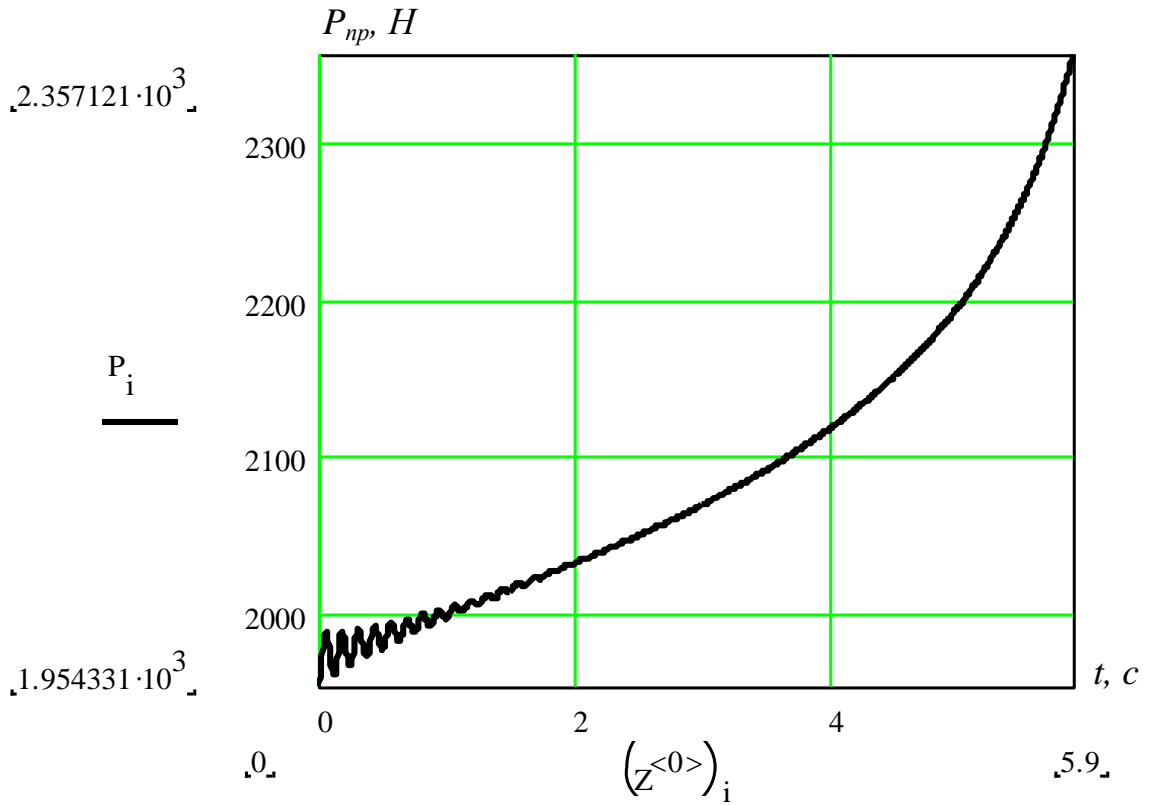


Рис. 4.10 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 500000$ Н та $\psi = 0,4$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

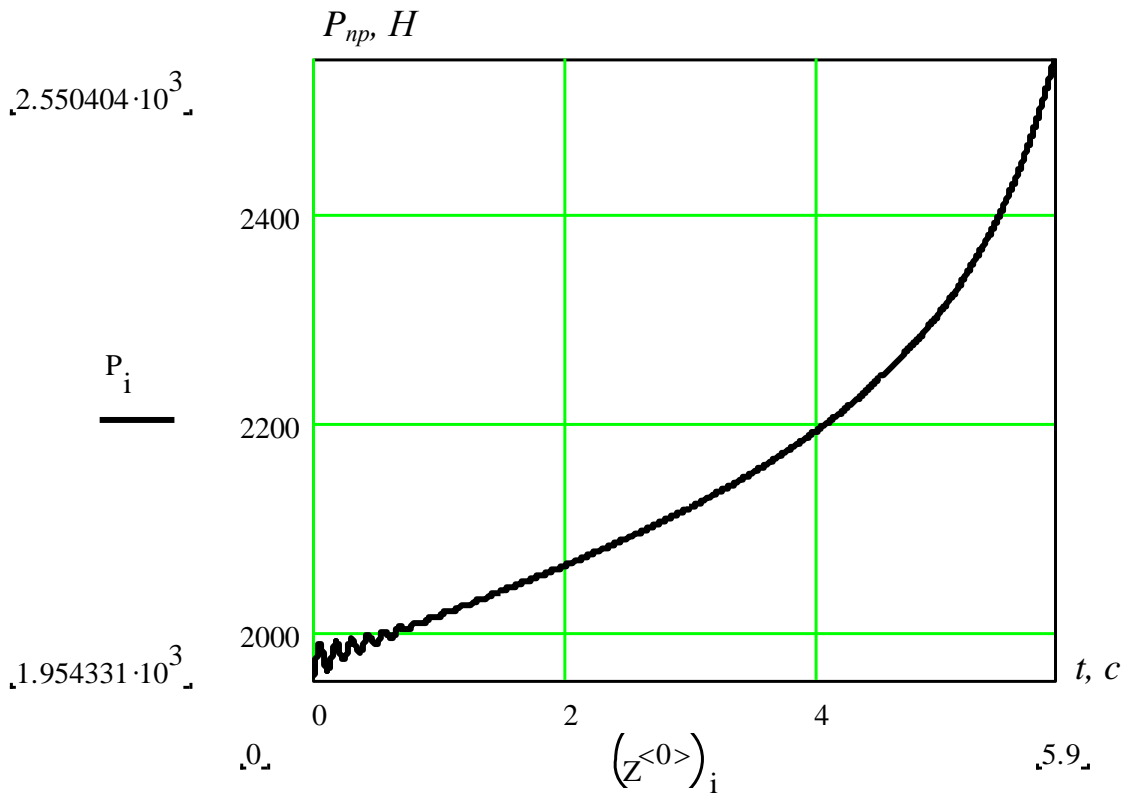


Рис. 4.11 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 500000$ Н та $\psi = 0,6$ для закону $y_1=kt^m$, $k = 0,02296$, $m = 2$

Рівняння руху з врахуванням змінної жорсткості одержить форму:

$$\ddot{y}_2 = \frac{EF}{m_2(l_0 - y_2)}(kt^m - y_2) - g, \quad (4.4)$$

а рівняння врахування дисипативних явищ маємо:

$$\ddot{y}_2 = \frac{EF}{m_2(l_0 - y_2)}(kt^m - y_2) -$$

$$\frac{EF\psi \dot{y}_2}{m_2(l_0 - y_2) \cdot 2\pi \sqrt{\frac{EF}{2m_2(l_0 - y_2)} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\psi^2}{4\pi^2}}\right)}} - g.$$

Знайдемо необхідні співвідношення між $y_{2(k)}$ та $t_{(k)}$.

Оскільки $y_{2(k)} = kt_{(k)}^m$, то $t_{(k)}^m = \frac{y_{2(k)}}{k}$ і

$$t_{(k)} = \sqrt[m]{\frac{y_{2(k)}}{k}}. \quad (4.6)$$

Якщо звернутися до попередніх розрахунків, коли швидкість $\dot{y}_1 = V_1 = \text{const}$, то величина $m=1$. Тоді величині $y_{1(k)} = y_{2(k)} = 1,0\text{м}$ відповідає $t_{(k)} = 6,6\text{с}$, а значення k складає $0,15\text{ м/с}$.

Зробимо оцінку з точки зору інтересів початкової швидкості та динаміки її наростання для ведучої маси. Нехай величина $m=2$.

Тоді

$$\dot{y}_1 = 2kt; \quad y_1 = kt^2.$$

Заданому значенню $t_{(k)}$ відповідає:

$$k = \frac{y_{2(k)}}{t_{(k)}^m}.$$

Якщо вибрати дані попередніх розрахунків, то

$$k = \frac{1}{6,6^2} = \frac{1}{43,56} = 0,02296.$$

Тоді маємо:

$$y_1 = 0,02296 t^2. \quad (4.7)$$

Проте реалізація саме таких законів руху ведучої маси має певні складності. Для одержання початкового значення $\dot{y}_{1(n)}=0$ необхідно щоб радіус барабана в площині збігання троса прямував би до нуля. Якщо погодитись на значення початкової швидкості $\dot{y}_{1(n)}=V_o$, то можемо записати, що

$$\dot{y}_1 = V_o + kmt^{m-1}. \quad (4.8)$$

Тоді координату переміщення ведучої маси знайдемо за виразом:

$$y_1 = V_o t + kt^m. \quad (4.9)$$

За відомих значень $y_{1(k)}$ та $t_{(k)}$ одержуємо:

$$kt_{(k)}^m + V_o t_{(k)} - y_{1(k)} = 0. \quad (4.10)$$

В цьому рівнянні невідомі величини k , m та V_o , тому необхідно якісь з них задатися. Нехай $V_o = 0,05$ м/с, $m = 2$. Тоді:

$$k \cdot 6,6^2 + 0,05 \cdot 6,6 - 1 = 0; \quad k = \frac{1 - 0,33}{43,56} = 0,015381.$$

У відповідності з одержаною залежністю $y_1 = y_1(t)$ запишемо для трьох випадків рівняння руху:

$$\ddot{y}_2 + \frac{c_{12}}{m_2} y_2 = \frac{c_{12}(V_o t + kt^m)}{m_2} - g; \quad (4.11)$$

$$\ddot{y}_2 = \frac{EF}{m_2(l_o - y_2)} (V_o t + kt^m - y_2) - g; \quad (4.12)$$

$$\ddot{y}_2 = \frac{EF}{m_2(l_o - y_2)} (V_o t + kt^m - y_2) - \frac{EF\psi \dot{y}_2}{m_2(l_o - y_2) 2\pi \sqrt{\frac{EF}{2m_2(l_o - y_2)} \left(1 + \sqrt{\frac{\psi^2}{4\pi^2}}\right)}} - g. \quad (4.13)$$

Розв'язання рівняння руху (4.13) здійснимо за однакових початкових умов:

$$t_{(n)} = 0; \quad y_{2(n)} = -\frac{m_2 g l_o}{EF}; \quad \dot{y}_{2(n)} = 0 \quad (4.14)$$

та значень величин:

$$m_2 = 200 \text{ кг}; V_0 = 0,05 \text{ м/с}; k = 0,015381;$$

$$m = 2; EF = 5000; 50000; 500000 \text{ Н}; g = 9,81 \text{ м/с}^2.$$

Результати розв'язань у вигляді графіків навантажень пружних елементів представлені на рис. 4.12-4.14. Виконаємо їх аналіз.

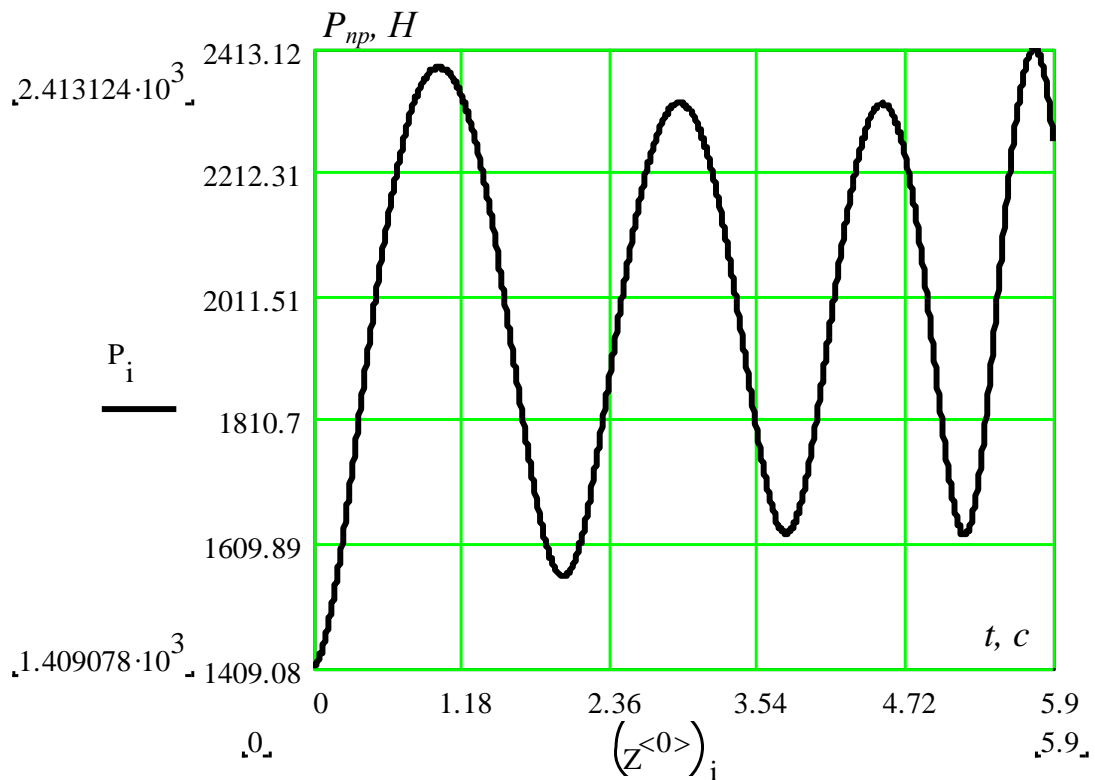


Рис. 4.12 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 5000 \text{ Н}$
та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = V_0 t + kt^m$, $V_0 = 0,05 \text{ м/с}$, $k = 0,015381$,
 $m = 2$

Час завершення процесу визначено з умови $y_{1(k)} = 0,885 \text{ м}$. Тоді $t_{(к)} = 5,9 \text{ с}$. Розрахунки визначимо за умови $\psi = 0,6$.

Порівняння екстремальних навантажень з випадком сталої швидкості ведучої маси приводить до висновку про їх зниження. Інтенсивність затухання коливальних процесів, в значній мірі, залежить від початкової жорсткості, а зростання швидкості \dot{y}_1 приводить до збільшення пружних навантажень.

Для випадку, коли $EF=50000$ Н, це зростання починається приблизно від другої секунди, а для випадку з $EF=500000$ Н – від 1,6 секунди.

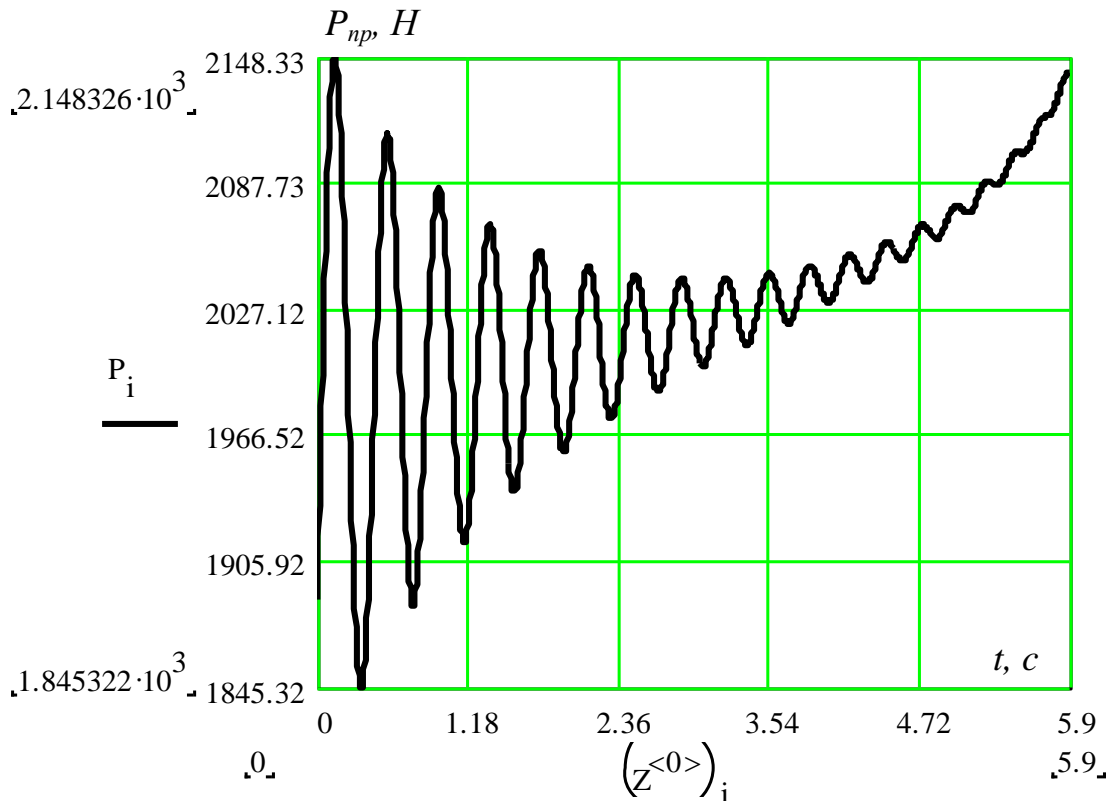


Рис. 4.13 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 50000$ Н та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = V_0 t + kt^m$, $V_0 = 0,05$ м/с, $k = 0,015381$, $m = 2$

Зі збільшенням жорсткості ефективність використання системи зростає. За значень $EF=500000$ Н, як бачимо, максимальне навантаження пружного елемента знижується приблизно на 1000 Н порівняно з випадком, коли $\dot{y}_1 = 0,15$ м/с. Таким чином, одержано суттєвий регульований фактор впливу для обмеження пускових навантажень. Проте безупинне зростання швидкості приводить до наростання пружних навантажень і в цьому наростанні вони можуть стати більшими за пускові. У зв'язку з цим доцільно числове значення \dot{y}_1 обмежувати якоюсь певною величиною після виходу гнучкого елемента на циліндричну частину барабана.

Від цього моменту зникне складова інерційного навантаження, пов'язана зі змінною швидкістю руху ведучої маси.

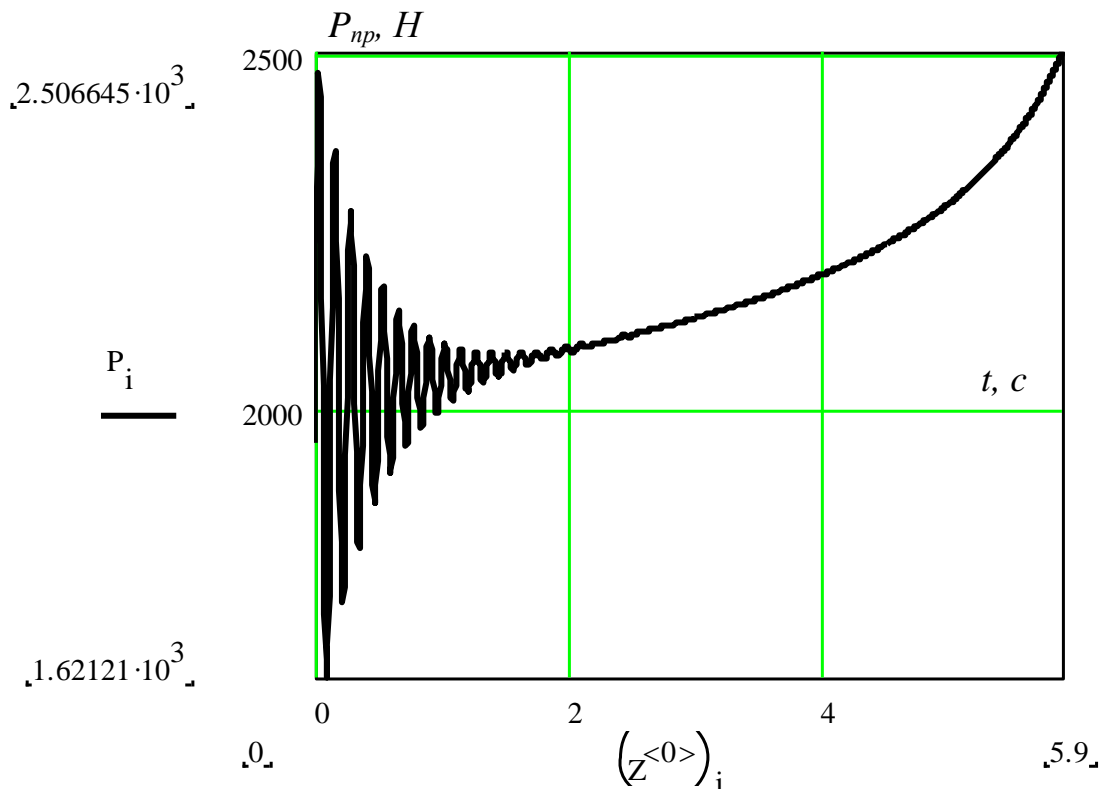


Рис. 4.14 Залежність пружних зусиль від часу для $EF = 5000$ Н та $\psi = 0,6$ для закону $y_1 = V_0 t + kt^m$, $V_0 = 0,05$, $k = 0,015381$, $m = 2$

Нагадаємо, що розглядається динаміка навантаження за випадків, коли

$$\dot{y}_1 = 2kt \quad \text{та} \quad \dot{y}_1 = V_0 + 2kt,$$

якщо прийняти $m = 2$.

Тоді значення прискорень в обох випадках визначаються за виразом $\ddot{y}_1 = 2k$.

Якщо в першому випадку $k = 0,02296$, а в другому – $0,015381$, то відповідно одержуємо:

$$\ddot{y}_1 = 0,05992 \text{ м/с}^2 \quad \text{та} \quad \ddot{y}_1 = 0,03076 \text{ м/с}^2.$$

Хоча різниця значень достатньо відчутна, проте абсолютні величини прискорень малі. Зважаючи на те, що за весь час навантаження прискорення $\ddot{y}_1 = \text{const}$, можливо зробити такий висновок: підвищення навантаження пружного елемента за вказаний перебіг часу пов'язано зі збільшенням жорсткості підвіски, а тому врахування цього параметра як змінного для таких систем

має бути обов'язковим. Крім того, збільшення швидкості руху ведучої маси певним чином відображається на коливальних процесах та їх перебігу.

Для більш глибокого з'ясування суті фізичних явищ в даному випадку доцільно скористатися теорією екстремального планування експериментів як обчислювальних. При цьому з метою зменшення похибок оцінки впливів факторів обчислювальний експеримент варто побудувати як багатоступінчастий в проміжку часу протікання процесів.

Комплексна оцінка динамічних явищ потребує вивчення перехідних процесів в їх багатогранності, в тому числі і зупинки системи. Увагою дослідників користувалися випадки зупинки (в тому числі і аварійної) веденої маси. Для підйомно-опускних пристроїв характерна зупинка ведучої маси, тому наступну частину досліджень цього розділу присвятимо саме таким випадкам.

ВИСНОВКИ

Структурний поділ випускової роботи на розділи відповідає сукупності поставлення задач досліджень. Звертання до перехідних узагальнює динаміку машин і механізмів в режимах розгону і вибігу і одночасно відображує силові навантаження в усталених режимах.

Теоретична оцінка енергетичних витрат, які супроводжують перехідні процеси, дозволили оцінити перспективи енергетичної рекуперації. Показано, що остання може бути реалізована під час процесів вибігу в паралельних або циклічних процесах, організацією заходів щодо використання енергії деформованих пружних елементів.

Встановлено взаємозв'язки між енергетичними і матеріальними потоками в системах транспортування вантажів.

Проаналізовано системи з пружними зв'язками та досліджено динаміку систем зі змінною швидкістю руху ведучої маси.

ЛІТЕРАТУРА

1. Моделювання процесів пакування / А.І. Соколенко, В.Л. Яровий, В.А. Піддубний та ін. Вінниця : Нова книга, 2004. 272 с.
2. Синтез машин ліній пакування та енергозбереження / А.І. Соколенко, К.В. Васильківський, М. В. Якимчук та ін. // Упаковка. 2012. № 3. С. 53-55.
3. Соколенко А.І., Піддубний В.А., Чагайда А.О. Енергоматеріальні трансформації в харчових технологіях на основі замкнутих контурів. К.: Кондор, 2015. 300 с.
4. Соколенко А.І., Степанець О.І., Пригодій Д.В. Регулювання ходу машин // Харчова промисловість. 2017. № 21. С. 155-163.
5. Динаміка і рекуперація вторинних енергетичних ресурсів у механічних системах / В.М. Криворотько, А.І. Соколенко, С.А. Бут та ін. // Наукові праці НУХТ. 2014. Т. 20, № 1. С. 171-180.
6. Соколенко А.І., Васильківський К.В., Костюк В.С. Про можливості рекуперації кінетичної енергії в машинах і механізмах // Харчова промисловість. 2016. № 19. С. 92-99.
7. Кожевников С. Н. Теорія механізмів і машин. М.: Машиностроение, 1993. 591 с.
8. Комаров М. С. Динамика механизмов и машин. М.: Машиностроение, 1969. 288 с.
9. Справочник механика пищевой промышленности / А.И. Соколенко, А.И. Украинец, В.Л. Яровой и др.; Под ред. проф. А.И. Соколенка. К.: АртЭк, 2004. 304 с.
10. Справочник специалиста пищевых производств. Книга 2. Теплофизические процессы. Энергосбережение / А.И. Соколенко, А.И. Украинец, В.Л. Яровой и др. К.: АртЭк, 2003. 432 с.
11. Соколенко А., Васильковский К., Костюк В. Ограничение динамических нагрузок в приводах технологических машин линий упаковываний //

Научни трудове на университет по хранителни технологии. Пловдив. Том LXII. 2015. С. 777-781.

12. Соколенко А.І., Васильківський К.В., Степанець О.І. Рекуперация кінетичної енергії в технологічних машинах // Харчова промисловість. 2016. № 20. С. 138-145.
13. Якимчук М.В., Беспалько А.П., Якимчук В.М. Дослідження енерговитрат у піднімально-опускних механізмах пакетоформувальних машин // Харчова промисловість. 2017. № 21. С. 164-171.
14. Гавва О. М. Пакувальне обладнання. Шляхи вдосконалення та розвитку // Упаковка. 2006 № 1. С. 36-38.
15. Иванченко Ф.К. Механика приводов технологических машин. К.: Вища школа, 1986. 147 с.
16. Кожевников С.Н. Динамика машин с упругими звеньями. К.: Изд-во АН УССР, 1961. 160 с.

Електронний ресурс: <https://www.twirpx.com/file/1042101/>