

## МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ КОАКСІАЛЬНО-ЛІНІЙНОГО СИНХРОННОГО ВІБРАТОРА УСТАНОВКИ ДЛЯ ПРОХОДКИ ГОРИЗОНТАЛЬНИХ СВЕРДЛОВИН

Голенков Г.М., к.т.н., доцент, Бондар Р.П.,  
Київський національний університет будівництва і архітектури  
Україна, 03037, Київ, пр. Повітрофлотський 31, КНУБА, кафедра "Електротехніки та електроприводу"  
тел. (044) 241-55-65

*Розглянуто питання, пов'язані із застосуванням лінійних синхронних вібраторів для безтраншейної проходки свердловин. Запропоновано конструкцію коаксіально-лінійного синхронного вібратора з постійними магнітами та математичну модель руху віброударної системи. Проведено дослідження впливу форми силового імпульсу на механічні параметри системи.*

*Рассмотрены вопросы, связанные с применением линейных синхронных вибраторов для безтраншейной проходки скважин. Предложена конструкция коаксиально-линейного синхронного вибратора с постоянными магнитами и математическая модель движения виброударной системы. Проведено исследование влияния формы силового импульса на механические параметры системы.*

### АКТУАЛЬНІСТЬ ПИТАННЯ

При прокладанні інженерних мереж, спорудженні нових чи реконструкції старих трубопроводів широко застосовуються два основних способи проведення робіт – відкритий і закритий.

Відкритий передбачає риття траншей, руйнування дорожнього покриття, зупинку руху транспорту тощо. Крім того, в умовах щільної міської забудови риття траншей ускладнено, а іноді й неможливо.

У світовій практиці досить широко застосовуються безтраншейні методи, а в деяких країнах (Великобританія, Німеччина, США, Франція, Японія) будівництво за траншейними технологіями заборонено стандартами і застосовується як виняток [1].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Безтраншейну прокладку трубопроводів виконують, в основному, способами проколу, продавлювання і буріння. Труднощі при спорудженні безтраншейних переходів методом проколу і продавлювання визначаються необхідністю прикладення значних статичних зусиль (150-4500 кН). В останньому випадку, крім того, виникає необхідність вилучення ґрунту з порожнини труби. Застосування вібраційної та віброударної технології дозволяє значно зменшити зусилля вдавлювання і збільшити швидкість проходки.

Найбільш поширені на сьогоднішній день дебалансні вібратори мають ряд недоліків: недовговічність дебалансних валів і підшипників (через значні динамічні навантаження); необхідність у синхронізації обертання дебалансів. Машини з гідроприводом потребують насосну станцію, шланги високого тиску, фільтри, що веде до подорожчання установки. Використання ударно-вібраційного пристрою на основі лінійного коаксіального синхронного вібратора виключає вищезгадані недоліки, а застосування постійних магнітів на основі нових рідкоземельних матеріалів ( $NdFeB$ ,  $SmCo$ ) дозволяє конструювати більш надійні та ефективні машини [2]. Метою роботи є розробка математичної моделі переміщення електродинамічної віброударної системи.

### КОНСТРУКЦІЯ КОАКСІАЛЬНО-ЛІНІЙНОГО СИНХРОННОГО ВІБРАТОРА

Конструкція коаксіально-лінійного синхронного вібратора показана на рис. 1. Він містить циліндричний сталевий корпус 1, у якому жорстко закріплений статор 2 з феромагнітного матеріалу. Обмотки 3 статора мають живлення від джерела змінного струму 4 (перетворювач частоти). Елементи 2, 3 жорстко закріплені у корпусі 1. Стрижень 5 для зменшення втрати магнітної енергії виконаний із немагнітного матеріалу, встановлений співвісно із статором і має можливість коливатися відносно нього. Стрижень фіксується передньою 6 та задньою 7 кришками з підшипниками ковзання. Коаксіальна магнітна система якоря складається з постійних висококоерцитивних магнітів 8 типу  $NdFeB$ , що намагнічені у аксіальному напрямку і фіксуються у виточках сталених полюсів 9. Пружинна система вібратора складається з двох пружин 11,12. Натягування пружин здійснюється за допомогою диска 13, який може рухатися відносно шпильок 14 при обертанні регулювальних гайок 15. Шпильки вкручуються у задню кришку 7. Регулювання положення якоря відносно обмоток статора здійснюється за допомогою диска 16, який може обертатися по різьбі на стрижні 5. Пружинна система закривається кожухом 18. На стрижні 5 жорстко закріплений ударник 19.

Вібратор працює наступним чином. При подачі на обмотки статора змінного струму в них виникає намагнічуюча сила, яка при взаємодії з постійним магнітним полем якоря виводить із стану рівноваги коливальну систему вібратора. При зміні напрямку проходження струму в обмотках статора вал рухається в протилежну сторону під дією електромагнітної сили та енергії, накопиченої в пружинах. Обмотки статора лише поповнюють енергію втрат за кожний цикл коливань. З'єднання обмоток може бути послідовним або паралельним. Частота і амплітуда коливань визначається частотою, амплітудою, формою електричних імпульсів, що подаються на обмотки 3 від джерела живлення, а також полюсним розподілом.

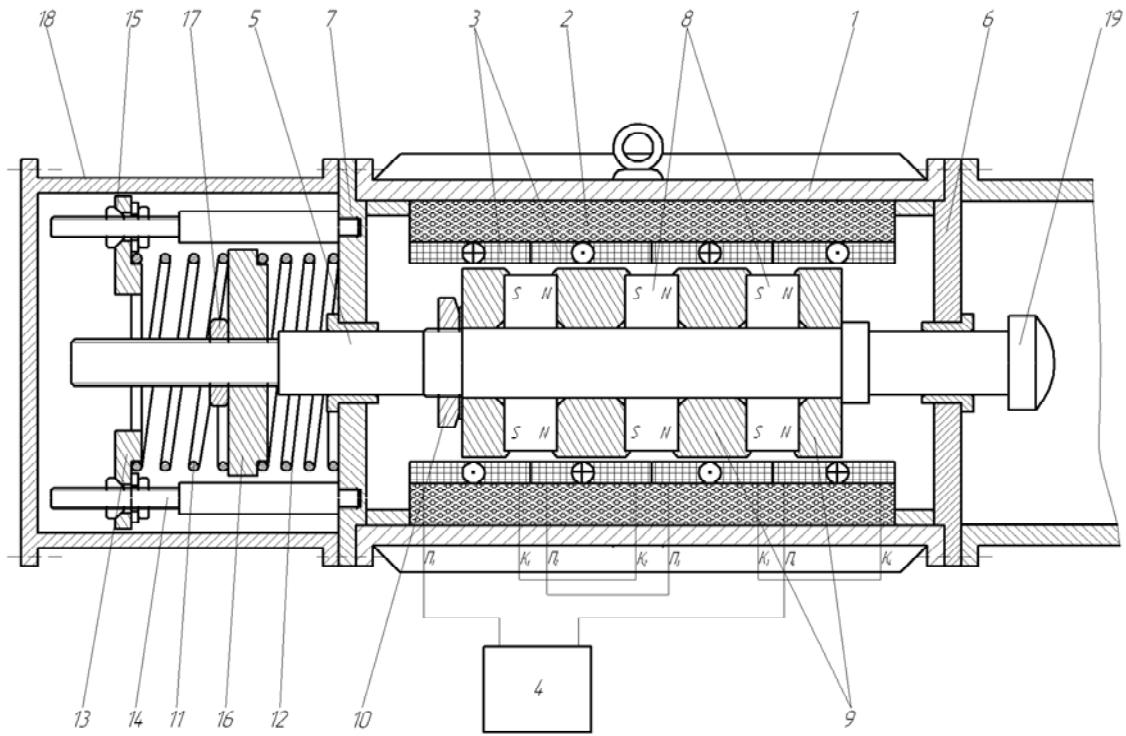


Рис. 1

### МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РУХУ ВІБРОУДАРНОЇ СИСТЕМИ

В загальному випадку переміщення віброударної системи можна описати системою рівнянь [3]:

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x}_1 + c(x_1 - x_2) &= F(t); \\ M\ddot{x}_2 + c(x_2 - x_1) &= \sum P, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

де  $F(t)$  – внутрішня періодична сила, яка забезпечує переміщення ударної частини відносно елемента, що занурюється;  $\sum P$  – сума зовнішніх сил (сили бокового та лобового тертя тощо) які прикладені до елемента, що занурюється;  $x_1, x_2$  – переміщення ударної частини і елемента, що занурюється, відповідно;  $c$  – приведена жорсткість пружного елемента.

Безпосереднє застосування системи (1) для розрахунку параметрів електродинамічної віброударної системи неможливе, оскільки амплітуда сили  $F$  не є фіксованою, а залежить від тягової характеристики вібратора, положення якоря та амплітуди його коливань.

Визначимо, як впливає форма силового імпульсу на амплітуду коливань якоря.

В [4] розглянуто наступні форми імпульсів сил (рис. 2, а):  $F_1$  – з крутим переднім фронтом наростання і пологим фронтом спаду;  $F_2$  – з пологим переднім фронтом наростання і крутим фронтом спаду;  $F_3$  – з крутим фронтом наростання і спаду і постійної протягом дії такту;  $F_4$  – з крутим фронтом наростання і спаду, постійна і діє не повний такт. При порівнянні сил передбачається, що площі імпульсів сил рівні між собою.

Закон зміни сил  $F_1, F_2, F_3, F_4$  описується наступними рівняннями:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= F_{\max} \left(1 - \frac{t'}{t}\right); \\ F_2 &= F_{\max} \frac{t'}{t}; \\ F_3 &= F_{\max} / 2; \\ F_4 &= \begin{cases} F_{\max} & \text{при } 0 \leq t' \leq t/2, \\ 0 & \text{при } t/2 \leq t' \leq t, \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

де  $t'$  – поточний час такту;  $t$  – час всього такту;  $F_{\max}$  – найбільше значення, яке приймають сили  $F_1, F_2, F_4$ .

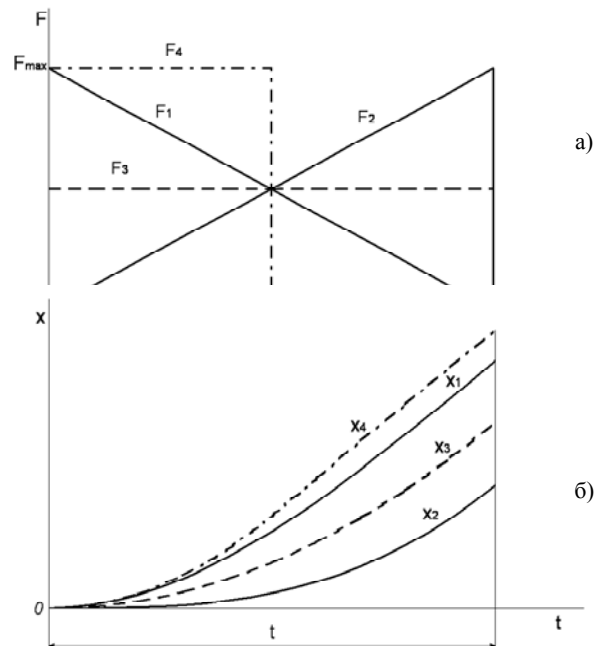


Рис. 2

На рис. 2, б представлено графік зміни координати  $x$  ходу якоря для даних сил. Рівняння (2) описують сили, які безпосередньо діють на якір, тобто без урахування інших сил, таких, як, наприклад, сила пружності, що має місце у вібраторах.

Розглянемо випадок, коли якір масою  $m$  з'єднується з опорою через лінійну гвинтову пружину  $K$  (рис. 3). Якщо вважати, що можливе тільки горизонтальне переміщення якоря, а маса пружини мала у порівнянні з масою якоря, то систему можна розглядати, як систему з одним ступенем свободи.

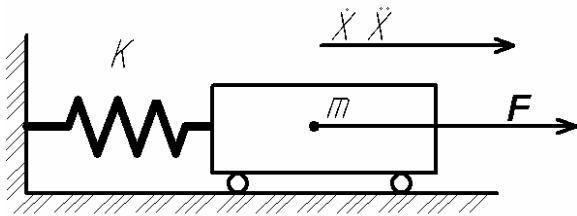


Рис. 3

Якщо знехтувати впливом демпфування, то закон руху якоря в цьому випадку на інтервалі  $t$  можна представити у наступному вигляді [5]:

$$x = \frac{1}{p} \int_0^t q \sin p(t-t') dt', \quad (3)$$

де  $p = \sqrt{k/m}$  - власна частота коливальної системи;  $k$  - сумарна жорсткість пружин;  $m$  - маса якоря;  $q = F(t')/m$  - сила, віднесена до одиниці маси.

Тоді для сили  $F_1$  можна записати:

$$q_1 = \frac{F_{\max} \left(1 - \frac{t'}{t}\right)}{m};$$

$$x_1 = \frac{F_{\max}}{mp} \int_0^t \left(1 - \frac{t'}{t}\right) \sin p(t-t') dt';$$

$$x_1 = \frac{F_{\max}}{mp} \left( \frac{\sin p(t'-t) - p(t'-t) \cos p(t'-t)}{p^2 t} \right) \Big|_0^t;$$

$$x_1 = \frac{F_{\max}}{k} \left( \frac{\sin pt}{pt} - \cos pt \right). \quad (4)$$

Аналогічно, для сил  $F_2, F_3, F_4$ , можна записати:

$$q_2 = \frac{F_{\max} t'}{mt};$$

$$x_2 = \frac{F_{\max}}{mp} \int_0^t \frac{t'}{t} \sin p(t-t') dt';$$

$$x_2 = \frac{F_{\max}}{mp} \left( \frac{pt' \cdot \cos p(t'-t) - \sin p(t'-t)}{p^2 t} \right) \Big|_0^t;$$

$$x_2 = \frac{F_{\max}}{k} \left( 1 - \frac{\sin pt}{pt} \right). \quad (5)$$

$$q_3 = \frac{F_{\max}}{2m};$$

$$x_3 = \frac{F_{\max}}{2mp} \int_0^t \sin p(t-t') dt';$$

$$x_3 = \frac{F_{\max}}{2mp} \left( \frac{\cos p(t'-t)}{p} \right) \Big|_0^t;$$

$$x_3 = \frac{F_{\max}}{2k} (1 - \cos pt). \quad (6)$$

$$q_4 = \begin{cases} \frac{F_{\max}}{m} & \text{при } 0 \leq t' \leq t/2; \\ 0 & \text{при } t/2 \leq t' \leq t; \end{cases}$$

$$x_4 = \begin{cases} \frac{F_{\max}}{mp} \int_0^t \sin p(t-t') dt' & \text{при } 0 \leq t' \leq t/2; \\ \frac{F_{\max}}{mp} \int_0^{t_1} \sin p(t-t') dt' & \text{при } t/2 \leq t' \leq t; \end{cases}$$

$$x_4 = \begin{cases} \frac{F_{\max}}{mp} \left( \frac{\cos p(t'-t)}{p} \right) \Big|_0^t & \text{при } 0 \leq t' \leq t/2; \\ \frac{F_{\max}}{mp} \left( \frac{\cos p(t'-t_1)}{p} \right) \Big|_0^{t_1} & \text{при } t/2 \leq t' \leq t; \end{cases}$$

$$x_4 = \begin{cases} \frac{F_{\max}}{k} (1 - \cos pt) & \text{при } 0 \leq t' \leq t/2; \\ \frac{F_{\max}}{k} (\cos p(t-t_1) - \cos pt_1) & \text{при } t/2 \leq t' \leq t, \end{cases} \quad (7)$$

де  $t_1 = t/2$ .

Переміщення якоря під час дії сил  $F_1, F_2, F_3, F_4$  з урахуванням сумарної жорсткості пружин представлено на рис. 4.

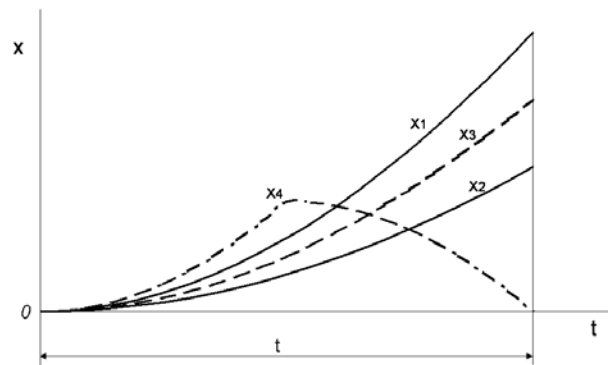


Рис. 4

Для того, щоб дослідити вплив форми імпульса періодичної змушуючої сили на хід якоря, представимо дані сили  $F_1, F_2, F_3, F_4$  у вигляді періодичних функцій з періодом  $2\pi/\omega$ , і розкладемо їх у тригонометричний ряд Фур'є [5] виду:

$$F(t) = a_0 + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + \dots + b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2\omega t + \dots = a_0 + \sum_{i=1}^n (a_i \cos i\omega t + b_i \sin i\omega t), \quad (8)$$

де

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T F(t) dt, \quad (9)$$

$T = 2\pi/\omega$  – період змушуючої сили;

$$a_i = \frac{2}{T} \int_0^T F(t) \cos i\omega t dt; \quad (10)$$

$$b_i = \frac{2}{T} \int_0^T F(t) \sin i\omega t dt. \quad (11)$$

Тоді для функції  $F_1(t)$  з виразу (9) можна бачити, що інтеграл  $\int_0^{2\pi/\omega} F_1(t) dt$  представляє собою площу,

обмежену даною функцією і віссю абсцисс на інтервалі від  $t=0$  до  $t=2\pi/\omega$  (рис. 5).

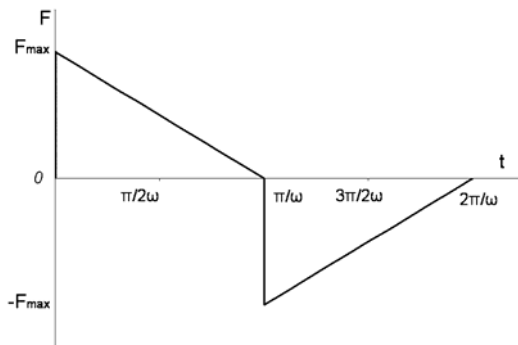


Рис. 5

Очевидно, що ця площа дорівнює нулю, тобто можна записати, що  $a_0=0$ . З виразу (10) отримуємо:

$$a_i = \frac{2}{T} \int_0^T F_1(t) \cos i\omega t dt = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} F_1(t) \cos i\omega t dt;$$

$$a_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} F_1(t) \cos i\omega t dt = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \times \int_0^{\pi/\omega} \left(1 - \frac{t\omega}{\pi}\right) \cos i\omega t dt;$$

$$a_i = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \left( \frac{-\cos i\omega t + i(\pi - \omega t) \sin i\omega t}{i^2 \omega \pi} \right) \Bigg|_0^{\pi/\omega};$$

$$a_i = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \left( \frac{1 - \cos i\pi}{i^2 \omega \pi} \right) = \frac{2F_{\max}}{i^2 \pi^2} (1 - (-1)^i). \quad (12)$$

З виразу (11) для функції  $F_1(t)$  отримуємо:

$$b_i = \frac{2}{T} \int_0^T F_1(t) \sin i\omega t dt = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} F_1(t) \sin i\omega t dt;$$

$$b_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} F_1(t) \sin i\omega t dt = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \times \int_0^{\pi/\omega} \left(1 - \frac{t\omega}{\pi}\right) \sin i\omega t dt$$

$$b_i = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \left( - \left( \frac{i(\pi - \omega t) \cos i\omega t + \sin i\omega t}{i^2 \omega \pi} \right) \right) \Bigg|_0^{\pi/\omega};$$

$$b_i = \frac{2F_{\max}\omega}{\pi} \left( \frac{i\pi - \sin i\pi}{i^2 \omega \pi} \right) = \frac{2F_{\max}}{i\pi}. \quad (13)$$

Підставивши (12) і (13) у вираз для тригонометричного ряду (8), отримуємо:

$$F_1(t) = \frac{2F_{\max}}{\pi} \left( \frac{2}{\pi} \cos \omega t + \frac{2}{9\pi} \cos 3\omega t + \dots + \sin \omega t + \frac{1}{2} \sin 2\omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right). \quad (14)$$

Аналогічно, для функції  $F_2(t)$  з виразу (9) можна бачити, що інтеграл  $\int_0^{2\pi/\omega} F_2(t) dt$  представляє собою

площу обмежену даною функцією і віссю абсцисс на інтервалі від  $t=0$  до  $t=2\pi/\omega$  (рис. 6), і  $a_0=0$ .

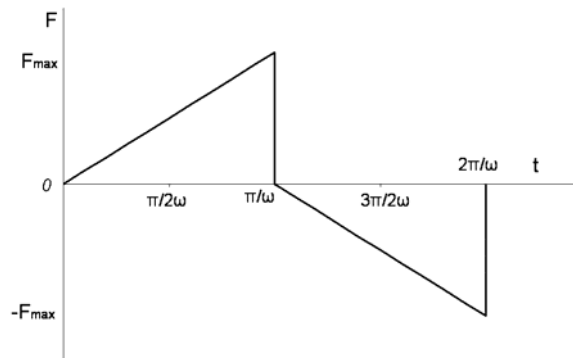


Рис. 6

З виразу (10) для функції  $F_2(t)$  отримуємо:

$$a_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} F(t) \cos i\omega t dt = \frac{2F_{\max}\omega^2}{\pi^2} \int_0^{\pi/\omega} t \cos i\omega t dt;$$

$$a_i = \frac{2F_{\max}\omega^2}{\pi^2} \left( \frac{\cos i\omega t + i\omega t \sin i\omega t}{i^2 \omega^2} \right) \Bigg|_0^{\pi/\omega};$$

$$a_i = \frac{2 \cdot F_{\max} \cdot \omega^2}{\pi^2} \left( \frac{\cos i\pi - 1}{i^2 \cdot \omega^2} \right) = \frac{2 \cdot F_{\max}}{i^2 \cdot \pi^2} ((-1)^i - 1). \quad (15)$$

З виразу (11) для функції  $F_2(t)$  отримуємо:

$$b_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} F_2(t) \sin i\omega t dt = \frac{2F_{\max}\omega^2}{\pi^2} \int_0^{\pi/\omega} t \sin i\omega t dt;$$

$$b_i = \frac{2F_{\max}\omega^2}{\pi^2} \left( \frac{\sin i\omega t - i\omega t \cos i\omega t}{i^2 \omega^2} \right) \Bigg|_0^{\pi/\omega};$$

$$b_i = \frac{2F_{\max}\omega^2}{\pi^2} \left( \frac{\sin i\pi - i\pi \cos i\pi}{i^2 \omega^2} \right) = \frac{2 \cdot F_{\max}}{i\pi} (-1)^{i+1}. \quad (16)$$

Підставивши (15) і (16) у вираз для тригонометричного ряду (8), отримуємо:

$$F_2(t) = \frac{2F_{\max}}{\pi} \left( -\frac{2}{\pi} \cos \omega t - \frac{2}{9 \cdot \pi} \cos 3\omega t + \dots + \sin \omega t - \frac{1}{2} \sin 2\omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right) \quad (17)$$

Оскільки функція  $F_3(t)$  непарна (рис. 7), то у ряді Фур'є для функції  $F_3(t)$  будуть відсутні вільний член  $a_0=0$  і члени з косинусами.

З виразу (11) отримаємо:

$$b_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} F_3(t) \sin i\omega t dt = \frac{F_{\max} \omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} \sin i\omega t dt;$$

$$b_i = \frac{F_{\max} \omega}{\pi} \left( -\left( \frac{\cos i\omega t}{i\omega} \right) \right) \Big|_0^{\pi/\omega};$$

$$b_i = \frac{F_{\max} \omega}{\pi} \left( \frac{1 - \cos i\pi}{i\omega} \right) = \frac{F_{\max}}{i\pi} (1 - (-1)^i). \quad (18)$$

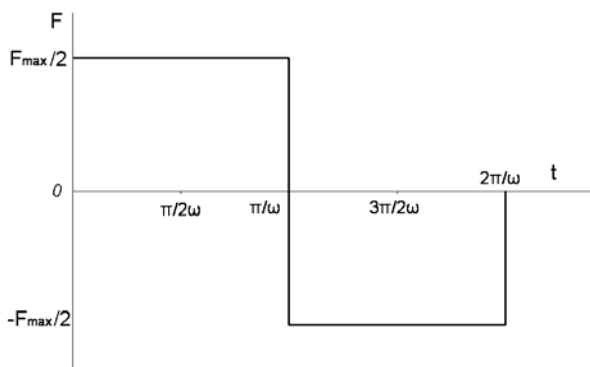


Рис. 7

Підставивши (18) у вираз для тригонометричного ряду (8), отримаємо:

$$F_3(t) = \frac{2F_{\max}}{\pi} \left( \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots \right). \quad (19)$$

Для функції  $F_4(t)$  (рис. 8) можна бачити, що  $a_0=0$ .

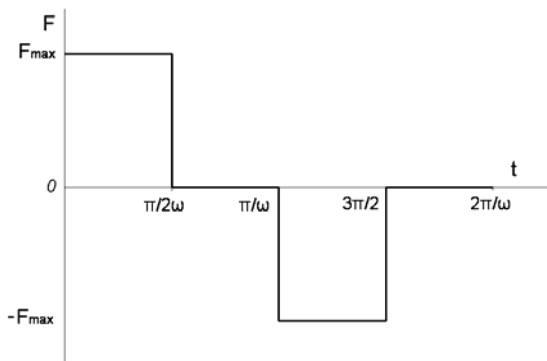


Рис. 8

З виразу (10) отримаємо:

$$a_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/2\omega} F_4(t) \cos i\omega t dt = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \int_0^{\pi/2\omega} \cos i\omega t dt;$$

$$a_i = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \left( \frac{\sin i\omega t}{i\omega} \right) \Big|_0^{\pi/2\omega};$$

$$a_i = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \left( \frac{\sin \frac{i\pi}{2}}{i\omega} \right) = \frac{2F_{\max}}{i\pi} (-1)^{(i-1)/2}, \quad (20)$$

де  $i=1,3,5,7$ ,

З виразу (11) для функції  $F_4(t)$  отримаємо:

$$b_i = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\pi/2\omega} F_4(t) \sin i\omega t dt = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \int_0^{\pi/2\omega} \sin i\omega t dt;$$

$$b_i = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \left( -\left( \frac{\cos i\omega t}{i\omega} \right) \right) \Big|_0^{\pi/2\omega};$$

$$b_i = \frac{2F_{\max} \omega}{\pi} \left( \frac{1 - \cos \frac{i\pi}{2}}{i\omega} \right) = \frac{2F_{\max}}{i\pi} \left( 1 - \cos \frac{i\pi}{2} \right). \quad (21)$$

Підставивши (20) і (21) у вираз для тригонометричного ряду, (8) отримаємо:

$$F_4(t) = \frac{2F_{\max}}{\pi} \left( \cos \omega t - \frac{1}{3} \cos 3\omega t + \dots + \sin \omega t + \sin 2\omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right). \quad (22)$$

Тоді, розглядаючи, як і раніше, систему з одним ступенем свободи (рис. 9), можна записати вирази, що описують переміщення (коливання, що встановилися) при прикладенні сил  $F_1(t)$ ,  $F_2(t)$ ,  $F_3(t)$ ,  $F_4(t)$ . Вони мають вигляд:

$$x_1 = \frac{2F_{\max}}{\pi k} \left( \beta_1 \frac{2}{\pi} \cos \omega t + \beta_3 \frac{2}{9\pi} \cos 3\omega t + \dots + \beta_1 \sin \omega t + \beta_2 \frac{1}{2} \sin 2\omega t + \beta_3 \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right); \quad (23)$$

$$x_2 = \frac{2F_{\max}}{\pi k} \left( -\beta_1 \frac{2}{\pi} \cos \omega t - \beta_3 \frac{2}{9 \cdot \pi} \cos 3\omega t + \dots + \beta_1 \sin \omega t - \beta_2 \frac{1}{2} \sin 2\omega t + \beta_3 \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right); \quad (24)$$

$$x_3 = \frac{2F_{\max}}{\pi k} \left( \beta_1 \sin \omega t + \beta_3 \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \beta_5 \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots \right); \quad (25)$$

$$x_4 = \frac{2F_{\max}}{\pi k} \left( \beta_1 \cos \omega t - \beta_3 \frac{1}{3} \cos 3\omega t + \dots + \beta_1 \sin \omega t + \beta_2 \sin 2\omega t + \beta_3 \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \dots \right), \quad (26)$$

де  $\beta = \frac{1}{1 - \omega^2 / p^2}$  коефіцієнт підсилення.

При  $\omega/p = 0,9$  коефіцієнти підсилення:

$$\beta_1 = \frac{1}{1 - \omega^2 / p^2} = 5,26; \quad \beta_2 = \frac{1}{(1 - 2\omega/p)^2} = -0,45;$$

$$\beta_3 = \frac{1}{(1 - 3\omega/p)^2} = -0,16.$$

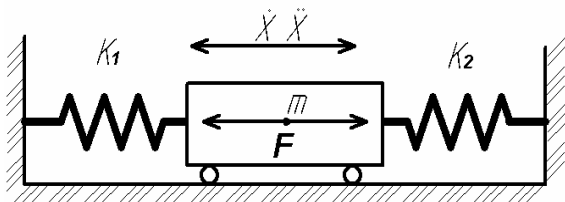


Рис. 9

На рис. 10 представлено переміщення  $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5$  якоря при прикладенні сил  $F_1(t), F_2(t), F_3(t), F_4(t), F_5(t)$  відповідно. Сила  $F_5(t) = \frac{F_{\max} \pi}{4} \sin \omega t$  представ-

ляє собою синусоїду, амплітуда якої  $A = \frac{F_{\max} \pi}{4}$  визначається з умови рівності площ імпульсів сил між собою. Оскільки середнє значення синусоїдальної сили дорівнює  $F_{\text{ср.}} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} A \sin \omega t dt = \frac{2A}{\pi} = \frac{F_{\max}}{2}$

(див. рис. 2, а), то  $A = \frac{F_{\max} \pi}{4}$ .

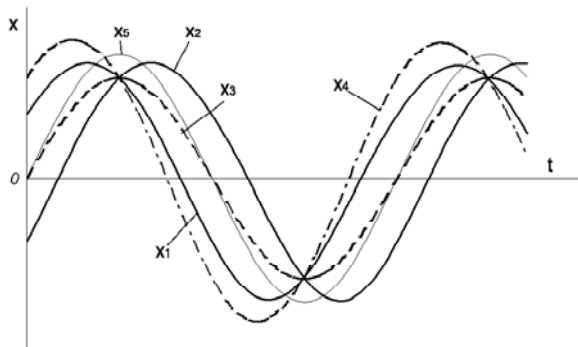


Рис. 10

З рис. 10 видно, що максимальне значення амплітуди переміщення якоря має силова функція  $F_4(t)$ . Для того, щоб забезпечити необхідний закон руху, необхідно формувати такий імпульс струму і шпаруватість, які б забезпечували заданий закон зміни механічної характеристики.

Статична тягова характеристика коаксіально-лінійного синхронного вібратора (паралельне з'єднання обмоток статора), яка представляє собою залежність електромагнітної сили  $F_{\text{ел.}}$  від положення якоря  $F_{\text{ел.}} = f(x)$  при  $I = \text{const}$ , має вигляд, представлений на рис. 11.

Попередні випробування показали, що амплітуда  $A_1$  коливання якоря у резонансному режимі досягає 15 мм. Максимальне значення  $F_{\text{ел.}}$  має місце на ділянці  $(-x_1; x_1)$ . Очевидно, що і ККД перетворення електричної енергії у механічну матиме максимальне значення на цьому проміжку. Тому для даного типу машин можна підвищити ККД шляхом подачі імпульсів струму під час проходження якорем ділянки  $(-x_1; x_1)$ , і обмежити подачу струму у крайніх положеннях. Тягова характеристика на білярезонансних частотах на проміжку  $(-x_1; x_1)$ , зміщується вниз і стає майже лінійною, тобто на цьому проміжку  $F_{\text{ел.}} \approx \text{const}$ .

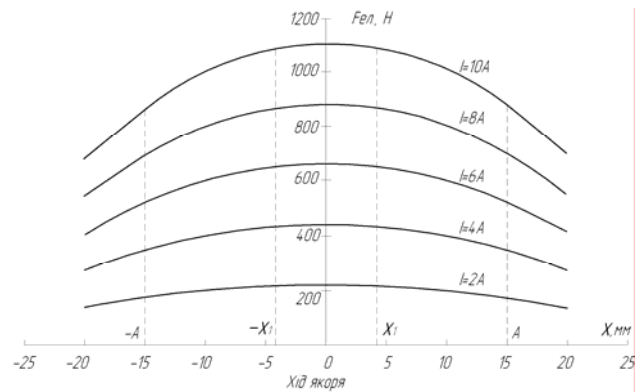


Рис. 11

## ВИСНОВКИ

Ефективність застосування коаксіально-лінійного синхронного вібратора для проходки горизонтальних свердловин можна підвищити шляхом подачі живлення на статор при проходженні якорем ділянки тягової характеристики з найбільш ефективним енергоперетворенням. Розрахунок параметрів проходки можна вести з використанням системи рівнянь 1, розклавши імпульс сили у ряд Фур'є. Питання впливу форми та шпаруватості імпульсів живлення потребує подальших практичних досліджень.

## ЛІТЕРАТУРА

- [1] Марківський В.І., Тугай А.М., Гарник В.К. Новітні безтраншейні технології будівництва, ремонту та відновлення інженерних мереж // Будівництво України. 2002. – №2, – С. 30–33.
- [2] Пат. 72162 А Україна. МКИ E02D7/20 Віброзанурювач / М.В. Богаєнко, Г.М. Голенков, В.П. Голуб та ін.; Заявлено 31.12.2003; Опубл. 17.01.2005. Бюл. №1. – 4 с.
- [3] Кершенбаум Н.Я., Минаев В.И. Проходка горизонтальних і вертикальних скважин ударним способом. – М.: Недра, 1984. – 245 с.
- [4] Ряшенцев Н.П., Ряшенцев В.Н. Электромагнитный привод линейных машин. – Новосибирск: Наука. СО, 1985. – 152 с.
- [5] Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле. – М.: 1984. – 475 с.
- [6] Вибрации в технике / Азбель Г.Г., Блехман И.И., Быховский И.И. и др. / Ред. сов: Челомей (пред.). Справочник. В 6 т. – М.: Машиностроение, 1981. – Т. 4: Вибрационные процессы и машины / Под ред. Левендела Э.Э. – 509 с.

Надійшла 10.05.2006