



УДК 621.221.62-82

Б.М Пентюк к.т.н., ректор Вінницького соціально-економічного інституту Університету «Україна».

ПАРАМЕТРИЧНИЙ І СТРУКТУРНИЙ СИНТЕЗ ВІБРОСИСТЕМ ДЛЯ ПРЕСУВАННЯ ВИРОБІВ ІЗ ДРІБНОЗЕРНИСТИХ МАТЕРІАЛІВ.

Актуальність проблеми. Ефективність застосування вібрацій значною мірою визначається коректним врахуванням тих параметрів і характеристик, які суттєво впливають на рух тієї чи іншої вібромашини, відповідність дійсних параметрів робочого процесу розрахунковим. Цілком очевидно, що під час вібраційного робочого процесу відбувається взаємодія машини і оброблювального середовища на їхній загальний рух і саме ця обставина є ключовою при визначенні параметрів.

Другим важливим елементом установлення ефективних режимів (параметричний синтез) і напрямків створення високоефективних вібраційних машин (структурний синтез) є пошук нових ідей і гіпотез для вирішення цієї проблеми, оскільки існуючі машини і процеси в стандартних гармонійних, як і віброударних режимах себе вичерпали. Одною із найперших ідей вирішення проблеми підвищення ефективності щодо віброущільнюючих будівельних машин була гіпотеза, запропонована проф. Назаренком І.І [1]: Цілеспрямоване врахування внутрішніх пружних властивостей загальної (гібридної [2]) системи «машино-оброблювальне середовище» за умови забезпечення руху, наближеного до вільних коливань гібридної системи, є найбільш ефективним. Такий підхід дозволив автору ідеї запропонувати принципово нові конструктивні схеми вібромашин [3], що нашли загальний розвиток в дослідженнях Баранова Ю.О [5], Омельченко В.А [6], Свідерського А.Т [7], Ручинського М.М [8]. В цих роботах втілено в реальні конструкції і методи розрахунку на основі теорії зведення дискретно-континуальних систем до дискретних із урахуванням хвильових явищ [1], що проявляються в оброблювальному середовищі.

Тому розвиток досліджень [1–8] є актуальним для інших вібросистем.

Методика досліджень. В основі теоретичних досліджень прийнята методика врахування пружно-інерційних і дисипативних властивостей на основі ідей роботи [1] з новою

гіпотезою яка формулюється наступним чином: пошук ефективних режимів і її реалізації у вібросистемах ґрунтується і проводиться з врахуванням багаторежимного спектру коливань (параметричний синтез) і введення у вібросистему нового акумулюючого енергією елемента (структурний синтез).

В загальному підході запропонована структурна схема вібропресової системи складається із трьох основних елементів, що підлягають вивченню їх руху з різними силовими характеристиками і амплітудно-частотним спектром навантаження: вібростіл з формою і матеріалом, хвилевод і привантаження. Система характеризується зв'язками її елементів, керованістю, зміною у часі параметрів і характеристик і при певних умовах ієрархічністю, тобто можливістю розкладування на певні рівні. На найвищому рівні розглядаються загальні властивості системи; із зниженням рівня ступінь деталізації розгляду елементів вібросистеми зростає (наприклад, оцінка та вплив довготривалості удару), причому розглядається не система в цілому, а рух окремих елементів з урахуванням впливу інших елементів через контактні зони взаємодії. Такий методологічний захід дозволяє застосувати при встановленні закономірностей руху та створенні загальної вібросистеми блоково-ієрархічний підхід, що дає можливість надто складну вібросистему розділити на ряд задач [4], які послідовно вирішуються.

За функціональним змістом вібросистема має таке призначення:

- вібростіл: задає основну частоту коливань вимушуючої системи і є часовим репером системи;
- хвилевод (елемент, що знаходиться в загальній структурі між вібростілом і привантаженням): акумулює енергію для передачі її до оброблюваного середовища на суб- і суперрезонансному режимах;
- привантаження: силова дія на виріб та спільне формування необхідного амплітудно-частотного спектру коливань.

Математична модель вібросистеми та визначення її руху виходячи із прийнятої методики, передумов та структурно-функціонального призначення складових елементів, модель вібросистеми має вид, представлений на рис. 1.

Приведена розрахункова схема представляє собою дискретно-континуальну систему і рівняння її коливань розглядаються у відповідності до тих чи інших етапів її руху.

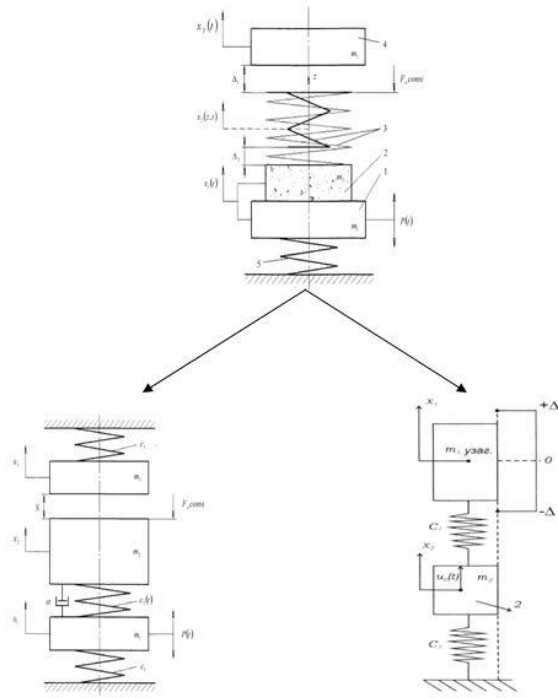


Рис. 1. Розрахункові схеми вібросистеми а - загальна, б, в - частинні. а – складається з 1 – вібростіл; 2 – прес-форма з матеріалом; 3 – хвилевод; 4 – привантаження; 5 – віброізолюючі опори.

Розглянемо декілька варіантів трансформації моделі (рис.1) з метою оцінки впливу тих чи інших параметрів на загальний процес руху.

Варіант 1. Приймаємо наступні передумови і допущення:

- виріб представляє собою пружне нелінійне тіло, коефіцієнт пружності є функцією часу – $c_2(t)$;
- хвилевод є системою з розподіленими параметрами і в рівняннях руху представляється приведеною масою m_2 , в якій враховані хвильові явища;
- привантаження представляється масою m_3 і коефіцієнтом пружності c_3 ;
- контакт порушується тільки між хвилеводом і привантаженням.

При цих передумовах маємо тримасову розрахункову схему з ударною взаємодією мас m_2 і m_3 (Рис.1).

Рівняння руху такої системи мають вид:

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_1 + \alpha \cdot (\dot{x}_1 - \dot{x}_2) + c_1 x_1 + c_2 \cdot (x_1 - x_2) = P(t) - m_1 g; \\ m_2 \ddot{x}_2 + \alpha \cdot (\dot{x}_2 - \dot{x}_1) + c_2 \cdot (x_2 - x_1) = -m_2 g - F_{st}; \\ m_3 \ddot{x}_3 + c_3 \cdot (x_3 + S) = -m_3 g. \end{cases}$$

Рівняння (1) реалізують умову безударного руху, $F_{st} \neq f(t)$

Розв'язок розширено у формі:

$$\begin{cases} x_1(t) = \tilde{x}_1(t) + x_{10}; \\ x_2(t) = \tilde{x}_2(t) + x_{20}; \\ x_3(t) = \tilde{x}_3(t) + x_{30}. \end{cases} \quad (2)$$

Тоді для знаходження x_{10}, x_{20}, x_{30} незалежних від t маємо:

$$\begin{cases} c_1 x_{10} + c_2 \cdot (x_{10} - x_{20}) = -m_1 g; \\ c_2 \cdot (x_{20} - x_{10}) = -m_2 g - F_{st}; \\ c_3 x_{30} = -m_3 g. \end{cases} \quad (3)$$

Звідси знаходимо:

$$\begin{cases} x_{30} = -\frac{m_3 g}{c_3}; \\ x_{10} = \frac{(-m_1 g - m_2 g - F_{st})}{c_1}; \\ x_{20} = \frac{(-m_2 g - F_{st})}{c_2} + x_{10} = \frac{(-m_2 g - F_{st})}{c_2} + \frac{(-m_1 g - m_2 g - F_{st})}{c_1}. \end{cases} \quad (4)$$

Тоді для $\tilde{x}_1(t), \tilde{x}_2(t), \tilde{x}_3(t)$ маємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} m_1 \ddot{\tilde{x}}_1 + \alpha \cdot (\dot{\tilde{x}}_1 - \dot{\tilde{x}}_2) + c_1 \tilde{x}_1 + c_2 \cdot (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2) = P(t); \\ m_2 \ddot{\tilde{x}}_2 + \alpha \cdot (\dot{\tilde{x}}_2 - \dot{\tilde{x}}_1) + c_2 \cdot (\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1) = 0; \\ m_3 \ddot{\tilde{x}}_3 + c_3 \cdot (\tilde{x}_3 + S) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Розв'язок перших двох рівнянь системи (5) знайдемо використовуючи метод комплексних амплітуд:

$$\bar{P}(t) = P_0 \cdot e^{i\omega t}, \bar{\tilde{x}}_1 = \bar{u}_1 \cdot e^{i\omega t}, \bar{\tilde{x}}_2 = \bar{u}_2 \cdot e^{i\omega t}$$

де ω – частота вимушеної сили, тобто:

$$\bar{u}_1 = u_1 \cdot e^{-i\psi_1}; \quad u_2 = u_2 \cdot e^{i\omega t},$$

де $u_{1,2}$ – дійсні амплітуди, як й P_0 – амплітуда вимушеної сили, $\psi_{1,2}$ – фази коливань мас $m_{1,2}$

відповідно. А для амплітуд коливань маємо:

$$\begin{cases} u_1 = \frac{P_0}{c_1} \cdot \left\{ \frac{(\delta^2 - \gamma^2)^2 + 4\mu^2 \cdot \gamma^2}{[(1 - \gamma^2)(\delta^2 - \gamma^2) - \beta \cdot \delta^2 \cdot \gamma^2]^2 + 4\mu^2 \gamma^2 \cdot (1 - \gamma^2 - \beta \gamma^2)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}; \\ u_2 = \frac{P_0}{c_1} \cdot \left\{ \frac{\delta^4 + 4\mu^2 \cdot \gamma^2}{[(1 - \gamma^2)(\delta^2 - \gamma^2) - \beta \cdot \delta^2 \cdot \gamma^2]^2 + 4\mu^2 \gamma^2 \cdot (1 - \gamma^2 - \beta \gamma^2)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}; \\ \gamma = \omega \cdot \sqrt{\frac{m_1}{c_1}}, \quad \mu = \frac{\alpha}{2m_2} \cdot \sqrt{\frac{m_1}{c_1}}, \quad \beta = \frac{m_2}{m_1}, \quad \delta = \sqrt{\frac{c_2 \cdot m_1}{m_2 \cdot c_1}}. \end{cases} \quad (6)$$

Введемо позначення:

$$\Delta = \text{Re} \Delta + i \cdot \text{Im} \Delta = \{m_1 \cdot m_2 \cdot \omega^4 - [(m_1 + m_2) \cdot c_1 + m_2 c_2] \cdot \omega^2 + c_1 c_2\} + i \cdot \{\alpha \cdot \omega \cdot [c_1 - (m_1 + m_2) \cdot \omega^2]\}$$

(7)

(Підто:



$$\begin{cases} \operatorname{Re} \Delta = m_1 \cdot m_2 \cdot \omega^4 - [(m_1 + m_2) \cdot c_1 + m_1 c_2] \cdot \omega^2 + c_1 c_2; \\ \operatorname{Im} \Delta = \alpha \cdot \omega \cdot [c_1 - (m_1 + m_2) \cdot \omega^2] \end{cases} \quad (8)$$

Тоді:

$$\psi_1 = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{(c_2 - m_2 \omega_2) \cdot \operatorname{Im} \Delta - \alpha \omega \cdot \operatorname{Re} \Delta}{(c_2 - m_2 \omega_2) \cdot \operatorname{Re} \Delta + \alpha \omega \cdot \operatorname{Im} \Delta} \right\}; \quad (9)$$

$$\psi_2 = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{c_2 \cdot \operatorname{Im} \Delta - \alpha \omega \cdot \operatorname{Re} \Delta}{c_2 \cdot \operatorname{Re} \Delta + \alpha \omega \cdot \operatorname{Im} \Delta} \right\}. \quad (10)$$

Отже,

$$P(t) = P_o \cdot \cos \omega t;$$

$$\tilde{x}_1(t) = u_1 \cdot \cos(\omega t - \psi_1);$$

$$\tilde{x}_2(t) = u_2 \cdot \cos(\omega t - \psi_2). \quad (11)$$

Перетворимо, у зв'язку із вище поданими виразами, (11) рівняння системи (5):

$$\begin{cases} \ddot{\tilde{x}}_1 + \frac{\alpha}{m_1} \cdot (\dot{\tilde{x}}_1 - \dot{\tilde{x}}_2) + \frac{c_1}{m_1} \tilde{x}_1 + \frac{c_2}{m_1} \cdot (\tilde{x}_1 - \tilde{x}_2) = \frac{P(t)}{m_1}; \\ \ddot{\tilde{x}}_2 + \frac{\alpha}{m_2} \cdot (\dot{\tilde{x}}_2 - \dot{\tilde{x}}_1) + \frac{c_2}{m_2} \cdot (\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1) = 0; \\ m_3 \ddot{\tilde{x}}_3 + c_3 \cdot (\tilde{x}_3 + S) = 0. \end{cases} \quad (12)$$

Віднімемо від другого рівняння системи (12) її перше рівняння. Тоді отримаємо:

$$\begin{cases} (\ddot{\tilde{x}}_2 - \ddot{\tilde{x}}_1) + \left(\frac{\alpha}{m_2} + \frac{\alpha}{m_1} \right) (\dot{\tilde{x}}_2 - \dot{\tilde{x}}_1) + \left(\frac{c_2}{m_2} + \frac{c_2}{m_1} \right) (\tilde{x}_2 - \tilde{x}_1) - \frac{c_1}{m_1} \tilde{x}_1 = -\frac{P(t)}{m_1}; \\ m_3 \ddot{\tilde{x}}_3 + c_3 \cdot (\tilde{x}_3 + S) = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Введемо заміну змінних:

$$\tilde{x} = \tilde{x}_2 - \tilde{x}_1. \quad (14)$$

Тоді перше рівняння (13) системи можна подати так:

$$\begin{aligned} \ddot{\tilde{x}} + \frac{\alpha}{M} \cdot \dot{\tilde{x}} + \frac{c_2}{M} \cdot \tilde{x} &= \frac{c_1}{m_1} \tilde{x}_1 - \frac{P(t)}{m_1}, \\ M &= \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Або:

$$\ddot{\tilde{x}} + \frac{c_2}{M} \cdot \tilde{x} = \frac{c_1}{m_1} \cdot \tilde{x}_1 - \frac{P(t)}{m_1} - \frac{\alpha}{M} \cdot \dot{\tilde{x}}. \quad (16)$$

Враховуючи (11) з (12) маємо:

$$\begin{aligned} \ddot{\tilde{x}} + \frac{c_2}{M} \cdot \tilde{x} &= \frac{c_1}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos(\omega t - \psi_1) - \frac{P_o \cdot \cos \omega t}{m_1} + \frac{\alpha \omega}{M} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} \sin(\omega t - \psi_1) - \sin(\omega t - \psi_2) \cdot u_2 \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Або:

$$\begin{aligned} M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} &= \frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos(\omega t - \psi_1) - \frac{P_o \cdot M}{m_1} \cdot \cos \omega t + \frac{\alpha \cdot \omega \cdot M}{M} \times \\ &\times \{ u_2 \cdot \sin(\omega t - \psi_1) - u_1 \cdot \sin(\omega t - \psi_2) \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Після скорочення на M :

$$\begin{aligned} M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} &= \frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos(\omega t - \psi_1) - \frac{P_o \cdot M}{m_1} \cdot \cos \omega t + \frac{\alpha \cdot \omega}{1} \times \\ &\times \{ u_2 \cdot \sin(\omega t - \psi_1) - u_1 \cdot \sin(\omega t - \psi_2) \}. \end{aligned} \quad (19)$$

Виконавши перетворення тригонометричних функцій:

$$\begin{aligned} M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} &= \frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot [\cos \omega t \cdot \cos \psi_1 - \sin \omega t \cdot \sin \psi_1] - \frac{P_o \cdot M}{m_1} \cdot \cos \omega t + \\ &+ \alpha \omega \cdot u_2 \cdot [\sin \omega t \cdot \cos \psi_1 - \cos \omega t \cdot \sin \psi_1] - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot [\sin \omega t \cdot \cos \psi_2 \cdot \sin \psi_2] \end{aligned} \quad (20)$$

Після зведення членів рівняння (20) має

вид:

$$\begin{aligned} M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} &= \left[\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos \psi_1 - \frac{P_o \cdot M}{m_1} - \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \sin \psi_2 \right] \cdot \cos \omega t + \\ &+ \left[-\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \cos \psi_1 - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \cos \psi_2 \right] \cdot \sin \omega t. \end{aligned} \quad (21)$$

Прийнявши позначення (21) можна представити у вигляді:

$$M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} = A \cdot \cos \omega t + B \cdot \sin \omega t, \quad (22)$$

де

$$\begin{cases} A = \frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos \psi_1 - \frac{P_o \cdot M}{m_1} - \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \sin \psi_2; \\ B = -\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \cos \psi_1 - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \cos \psi_2, \end{cases} \quad (23)$$

Вираз $(A \cos \omega t + B \sin \omega t)$ можна

розкрити наступним шляхом:

$$\begin{aligned} A \cos \omega t + B \sin \omega t &= \sqrt{A^2 + B^2} \cdot \left\{ \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}} \cdot \sin \omega t + \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}} \cdot \cos \omega t \right\} = \\ &= \sqrt{A^2 + B^2} \cdot \{ \sin \omega t \cdot \cos \varphi + \cos \omega t \cdot \sin \varphi \}, \end{aligned} \quad (24)$$

де

$$\varphi = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{A}{B} \right\} = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{-\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \cos \psi_1 - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \cos \psi_2}{\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos \psi_1 - \frac{P_o \cdot M}{m_1} - \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \sin \psi_2} \right\} \quad (25)$$

Таким чином, рівняння руху досліджуваної системи має вид:

$$M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} = \sqrt{A^2 + B^2} \cdot \sin(\omega t + \varphi),$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{A}{B} \right\},$$

$$\begin{aligned} \frac{A}{B} &= \left[\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos \psi_1 - \frac{P_o \cdot M}{m_1} - \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \sin \psi_2 \right] \times \\ &\times \left[-\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \cos \psi_1 - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \cos \psi_2 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (26)$$



Введемо позначення: $\sqrt{A^2 + B^2} = P^*$,

$$\varphi = \arctg \left\{ \frac{\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \cos \psi_1 - \frac{P_o \cdot M}{m_1} - \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \sin \psi_2}{-\frac{c_1 \cdot M}{m_1} \cdot u_1 \cdot \sin \psi_1 + \alpha \omega \cdot u_2 \cdot \cos \psi_1 - \alpha \omega \cdot u_1 \cdot \cos \psi_2} \right\} \quad (27)$$

Тоді (26) записуємо таким чином:

$$M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} = P^* \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (28)$$

Враховуючи рівняння для m_3 (див.13), а також (28) отримаємо остаточні рівняння, що відображають рух системи:

$$\begin{cases} M \cdot \ddot{\tilde{x}} + c_2 \tilde{x} = P^* \cdot \sin(\omega t + \varphi), \\ m_3 \cdot \ddot{\tilde{x}}_3 + c_3 \cdot (\tilde{x}_3 + S) = 0. \end{cases} \quad (29)$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi + \Delta\varphi \quad (29)$$

$\Delta\varphi$ – додатковий зсув фази, що виникає внаслідок зіткнень.

Ця система рівнянь за формою відповідає двомасовій вібраційній системі і на етапі загального аналізу дає можливість використати три підходи для подібних систем, а на завершальному етапі розрахунку врахувати структурну складність вихідної системи (див. рис. 1,б) через відповідні параметри і характеристики рівняння (27).

У моделі (29) $\tilde{\varphi}$ – фазовий зсув зовнішньої сили; S – зазор, тобто координата положення статичної рівноваги ланцюга m_3 при відсутності M , яка дорівнює $-S$. Приведемо рівняння до безрозмірної форми:

$$\begin{cases} \ddot{z}_1 + \zeta_1^2 \cdot z_1 = \zeta_1^2 \cdot \sin(\tau + \tilde{\varphi}); & \ddot{z}_2 + \zeta_2^2 \cdot (z_2 + \sigma) = 0; \\ z_1 = \tilde{x} \cdot \frac{c_2}{P^*}, & z_2 = \tilde{x}_3 \cdot \frac{c_2}{P^*}, & \tau = \omega t, & \sigma = S \cdot \frac{c_2}{P^*}, & \zeta_1^2 = \frac{c_2}{M \cdot \omega^2}, \\ \zeta_2^2 = \frac{c_3}{m_3 \cdot \omega^2}, & \tilde{\varphi} = \varphi + \Delta\varphi. \end{cases} \quad (30)$$

Розв'язки рівнянь (30) знаходимо у вигляді:

$$\begin{cases} z_1 = \zeta_1^2 \cdot (\zeta_1^2 - 1)^{-1} \cdot \sin(\tau + \tilde{\varphi}) + c_1 \cdot \sin(\zeta_1 \tau + \tilde{\psi}_1); \\ z_2 = -\sigma + \bar{c}_2 \cdot \sin(\zeta_2 \tau + \tilde{\psi}_2), \end{cases} \quad (31)$$

які повинні задовольняти наступним умовам періодичності:

$$\begin{cases} z_1 = z_2, & \dot{z}_1 = v_1, & \dot{z}_2 = v_2, & \text{при } \tau = 0 \\ z_1 = z_2, & \dot{z}_1 = u_1, & \dot{z}_2 = u_2, & \text{при } \tau = 2\pi l \end{cases} \quad (32)$$

Швидкості u_1, v_1, u_2, v_2 зв'язані рівняннями удару:

$$\begin{cases} M \cdot u_1 + m_3 u_3 = M \cdot v_1 + m_3 v_2; \\ \frac{v_2 - v_1}{u_1 - u_2} = R, \end{cases} \quad (33)$$

тобто, $u_{1,2}, v_{1,2}$ – швидкості ланцюгів M й m_3 відповідно до і після зіткнення, R – коефіцієнт відновлення ($0 < R \leq 1$). Крім того $z_{1,2}$ повинні задовольняти умовам:

$$z_1(0) = z_2(0) = z_1(2\pi l) = z_2(2\pi l), \quad (34)$$

$$l \in N, \quad (l=1,2,3,\dots)$$

де l – кратність режиму (віброударного).

В подальшому практичний інтерес представляє умова $l=1$, тобто коли за один період руху системи між M й m_3 відбувається один удар, так званий одноударний режим.

У (34) є три умови, а (33) утримує у собі два рівняння, які в сукупності дають п'ять залежностей, що дозволяють визначити п'ять невідомих: $\Delta\varphi, \bar{c}_1, \bar{c}_2, \tilde{\psi}_1, \tilde{\psi}_2$.

У зв'язку з останнім слід зазначити наступне. Метод розрахунку періодичних режимів руху двомасних віброударних систем (ВУС) (M й m_3), як і одномасних ВУС, обумовлюється на основі використання умов періодичності, які описують стан системи на початку й у кінці деякого заздалегідь обраного інтервалу часу, тривалість котрого дорівнює

періоду руху (T), $\left(T = \frac{2\pi}{\omega}\right)$. Для двомісних

ВУС у загальному випадку положення ланцюгів (M й m_3) може бути знайдене тільки після повного опису періодичного режиму.

Розглянемо розрахунок одноударного періодичного режиму на прикладі приведеної двомасної моделі (29), коли до ланцюга M прикладена гармонічна сила $P^* \cdot \sin(\omega t + \varphi)$. Початок системи координат співпадає з положенням статичної рівноваги ланцюга M (при відсутності ланцюга m_3), а момент $t=0$ – з моментом зіткнення. При $R > 0$ на інтервалах між зіткненнями рух ланцюгів m_3 і M описується рівняннями (29) – (30).

Безпосередньо з умов $z_1(0) = z_1(2\pi l)$, $z_2(0) = z_2(2\pi l)$ випливає, що

$$\tilde{\psi}_i = \pi \left(S_i^* + \frac{1}{2} - l \cdot \zeta_i \right); \quad i = 1, 2, \quad (35)$$

де S_i^* – деякі цілі числа. Умова додатності імпульсу, який передається при зіткненні ланцюгом m_3 ланцюгу M , призводить до співвідношень:

$$\bar{c}_1 \cdot \zeta_1 \cdot \cos \tilde{\psi}_1 \geq 0 \geq \bar{c}_2 \cdot \zeta_2 \cdot \cos \tilde{\psi}_2. \quad (36)$$



Звідси, вважаючи, що $\bar{c}_1 > 0$, $\bar{c}_2 > 0$ цілі числа S_1^* й S_2^* знаходяться з нерівностей:

$$S_1^* < l \cdot \zeta_1 < S_1^* + 1;$$

$$S_2^* - 1 < l \cdot \zeta_2 < S_2^*, \quad l \in N. \quad (37)$$

Підставляючи у (33) вирази для швидкостей $u_i, v_i, i = (1, 2)$, з (31) отримуємо систему двох лінійних відносно \bar{c}_1, \bar{c}_2 рівнянь, звідки:

$$\bar{c}_1 = \frac{\zeta_1^2}{(1 - \zeta_1^2)} \cdot \frac{(1 + R)}{(1 - R)} \cdot \frac{1}{(1 + \mu)} \cdot \frac{\cos \tilde{\varphi}}{\zeta_1 \cdot \cos \tilde{\psi}_1};$$

$$\bar{c}_2 = -\mu \cdot \bar{c}_1 \cdot \frac{\cos \tilde{\psi}_1}{\cos \tilde{\psi}_2}; \quad \mu = \frac{M}{m_3}. \quad (38)$$

Використовуючи (31) і (38), визначаємо швидкості:

$$\begin{cases} u_1 = \frac{\zeta_1^2}{(\zeta_1^2 - 1)} \cdot \frac{[\mu \cdot (1 - R) + 2]}{(1 - R) \cdot (1 + \mu)} \cdot \cos \tilde{\varphi}; \\ v_1 = \frac{\zeta_1^2}{(\zeta_1^2 - 1)} \cdot \frac{[\mu \cdot (1 - R) - 2R]}{(1 - R) \cdot (1 + \mu)} \cdot \cos \tilde{\varphi}; \\ v_2 = -u_2 = \frac{\zeta_1^2}{(\zeta_1^2 - 1)} \cdot \frac{(1 + R)}{(1 - R)} \cdot \frac{\mu}{(1 + \mu)} \cdot \cos \tilde{\varphi}. \end{cases} \quad (39)$$

Ці величини і ударний імпульс $I = M \cdot (v_1 - u_1)$ у системі є лінійними функціями $\cos \tilde{\varphi}$. Зокрема, I можна подати у вигляді:

$$I = \frac{2 \cdot M \cdot m_3 \cdot \omega}{(M + m_3)} \cdot \frac{P^*}{c_2} \cdot \frac{\zeta_1^2}{(1 - \zeta_1^2)} \cdot \frac{(1 + R)}{(1 - R)} \cdot \cos \tilde{\varphi}. \quad (40)$$

Для визначення фази $\tilde{\varphi} = \varphi + \Delta\varphi$, а точніше $\Delta\varphi$, використаємо першу з умов (34), котра з урахуванням (31), (35) і (38) приводить до фазового рівняння:

$$W_1 \cdot \sin \tilde{\varphi} + W_2 \cdot \cos \tilde{\varphi} = W_3, \quad (41)$$

де

$$\begin{cases} W_1 = 1; \\ W_2 = -\frac{(1 + R)}{(1 - R)} \cdot (M + m_3)^{-1} \cdot \left(\frac{m_3}{\zeta_1} \cdot \text{ctg} \{ \pi \cdot l \cdot \zeta_1 \} + \frac{M}{\zeta_2} \cdot \text{ctg} \{ \pi \cdot l \cdot \zeta_2 \} \right); \\ W_3 = \frac{S \cdot c_2}{P^*} \cdot \frac{(1 - \zeta_1^2)}{\zeta_1^2}. \end{cases} \quad (42)$$

$W_{1,2,3}$ можна подати й іншим чином:

$$\begin{cases} W_1 = 1; \\ W_2 = -\frac{(1 + R)}{(1 - R)} \cdot (1 + \mu)^{-1} \cdot \left(\frac{1}{\zeta_2} \cdot \text{ctg} \{ \pi \cdot l \cdot \zeta_1 \} + \frac{\mu}{\zeta_2} \cdot \text{ctg} \{ \pi \cdot l \cdot \zeta_2 \} \right); \\ W_3 = \sigma \cdot \frac{(1 - \zeta_1^2)}{\zeta_1^2}. \end{cases} \quad (43)$$

Область існування розв'язків цього рівняння (фазового – (41)) у просторі параметрів задається нерівністю:

$$\zeta_1^2 \cdot \sqrt{1 + W_2^2} \cdot |1 - \zeta_1^2|^{-1} \geq |\sigma|, \quad (44)$$

котра обмежує можливі значення зазору S . Для кожного σ , яке задовольняє (44), є два розв'язання фазового рівняння:

$$\cos \varphi_{1,2} = \left\{ W_2 \cdot W_3 \pm \sqrt{W_2^2 - W_3^2 + 1} \right\} \cdot (W_2^2 + 1)^{-1}. \quad (45)$$

Крім умови (44) слід також враховувати умови (36). З умов (36) й (38) випливає, що для розв'язку (45) повинно бути:

$$(1 - \zeta_1) \cdot \cos \tilde{\varphi} \geq 0. \quad (46)$$

Аналіз отриманих залежностей дозволяє сформулювати наступні умови руху вібростеми:

- 1) при $-(1 + W_2^2)^{1/2} < W_3 < -1$ обидва розв'язки (45) задовольняють умовам існування (44) і (46), якщо $W_2 \cdot (1 - \zeta_1) < 0$, і не задовольняють їм, якщо $W_2 \cdot (1 - \zeta_1) > 0$;
- 2) при $|W_3| < 1$ знаки величин $\cos \tilde{\varphi}_1$ і $\cos \tilde{\varphi}_2$ різні і існує єдиний періодичний (кратності l) закон руху;
- 3) при $1 < W_3 < (1 + W_2^2)^{1/2}$ маємо два періодичні розв'язки, якщо $W_2 \cdot (1 - \zeta_1) > 0$, і жодного розв'язку немає, якщо $W_2 \cdot (1 - \zeta_1) < 0$;
- 4) практична реалізація отриманих законів руху потребує визначення умов стійкості режимів руху досліджуваної системи і на цій основі розробити алгоритм розрахунку параметрів і характеристик системи "вібростіл – прес-форма з матеріалом – хвилевод – привантаження", з реалізацією форм-факторів.

Розглянемо режим руху при наступних передумовах і допущеннях :

- виріб моделюється пружно-енергійними властивостями, коефіцієнтом пружності C_1 і приведеною масою m_b , яка знаходиться в безперервному русі з хвилеводом $m_{хв}$ і разом складають масу m_1 ;
- вібростіл моделюється масою m_2 ;
- виріб під час руху знаходиться між двома симетрично розміщеними обмежниками коливань з координатами $x_1 = \pm \Delta$

Для таких передумов маємо двочастотну систему з симетричними ударами (рис 1,в).

1. Керування найпростішою системою позиціонування (рис.1,в).

Керуюча дія $U_2(t)$, $|U_2| \leq U_2$,

прикладена до ланцюга 2, який з'єднаний пружним зв'язком з виконавчим органом 1.

$$(m_{1узаг.} = m_{виробу} + m_{хвилевода})$$

Розглядаючи кожний ланцюг як тверде тіло і нехтуючи властивостями двигуна, запишемо рівняння системи у вигляді :

$$\begin{cases} m_2 \ddot{x}_2 + c_2 x_2 + c_1 \cdot (x_2 - x_1) = U_2 \\ m_{1узаг.} \ddot{x}_1 + c_1 \cdot (x_1 - x_2) = 0 \end{cases} \quad (47)$$

Тут x_1, x_2 – координати центрів мас ланцюгів, які відраховуються від положення рівноваги. Будемо вважати, що виконавчий орган здійснює обертально – поступальний рух між двома симетрично розміщеними обмежувачами з координатами $x_1 = \pm \Delta$, виходячи й входячи у обмежувач з нульовою швидкістю $\dot{x}_1 = 0$ при $x_1 = \pm \Delta$.

Використаємо підхід [8].

Виключимо з рівнянь (47) змінну x_2 , отримуємо:

$$\begin{cases} x_1 = l^1(p) \cdot n, l^1(p) = \gamma_1^2 \cdot \Delta^{-1}(p); p = \frac{d}{dt} \\ \Delta(p) = (p^2 + \gamma_1^2) \cdot (p^2 + \gamma_2^2 + \gamma_2^2) - \gamma_2^2 \cdot \gamma_1^2 \\ \gamma_1^2 = \frac{c_1}{m_1}, \gamma_2^2 = \frac{c_2}{m_2}, \gamma^2 = \frac{c_2}{m_1}, U = \frac{U_2(t)}{m_2} \end{cases} \quad (48)$$

$p = \pm i\Omega_1, \pm i\Omega_2$, де $\Omega_{1,2}$ – корені характеристичного рівняння $\Delta(p) = 0, \Omega_1 < \Omega_2$. Зрозуміло, що у системі,

оптимальній за швидкістю, частота руху w повинна бути більше за максимальну власну частоту системи:

$$\Omega_2 : w > \Omega_2, T = \frac{2\pi}{\Omega_2} \quad (49)$$

Чим менша потужність двигуна (U_2), тим ближче рух до резонансного, з частотою, яка трохи перевищує Ω_2 . Оптимальне управління

мас при цьому єдиний корінь $t = \frac{T}{4}$ (рис.2) і єдину точку перемикання.

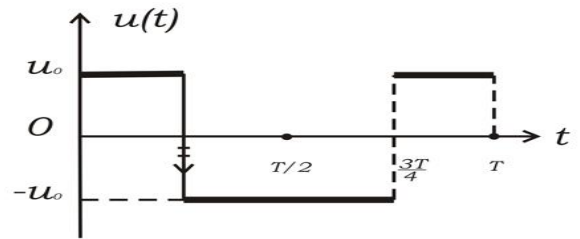


Рис. 2.- Характер зміни процесу управління рухом вібростисеми.

$$U(t) = \begin{cases} U_0, 0 < t < T/4, \\ -U_0, T/4 < t < T/2, U_0 = U_2/m_2 \end{cases} \quad (50)$$

Рівняння для визначення періоду T:

$$\frac{\gamma_1^2 \cdot U_0}{(\Omega_2^2 - \Omega_1^2)} \cdot \left[\frac{1 - \cos(\Omega_1 T/4)}{\Omega_1^2 \cdot \cos(\Omega_1 T/4)} - \frac{1 - \cos(\Omega_2 T/4)}{\Omega_2^2 \cdot \cos(\Omega_2 T/4)} \right] = \Delta \quad (51)$$

Визначивши період T, необхідно перевірити умову (49) і встановити, чи достатня потужність двигуна для реалізації режиму з бажаним періодом.

Початкові й кінцеві положення виконавчого елемента 1 задаються умовами контакту, а на рух ведучого ланцюга 2 обмеження не накладені. Разом з тим, для того щоб у системі реалізувався T – періодичний режим, початкове положення та швидкість ланцюга 2 повинні бути обрані у відповідності з умовами періодичності й узгоджені з рухом ланцюга 1.

В подальшому розглянуті резонансні та квазірезонансні коливання на основі використання періодичних функцій Гріна та методу приписування дослідження границі областей існування віброударних режимів процесу, та характеристики і відповідні параметри (рис. 3).

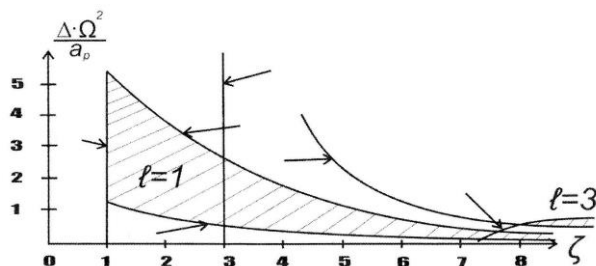


Рис. 3 - Области існування віброударних режимів преса.

→ Зони існування стійких режимів для різних схем пресів.

Як слідує із карти стійкості є декілька режимів, що може реалізувати вібросистема і найбільш ефективним є перша зона.

Висновки

1. Запропонована принципово нова ідея реалізації ефективної конструкції і параметрів вібропреса за рахунок акумулятора енергії-хвилевоза.
2. Отримані аналітичні залежності для описання динаміки преса різних конструктивних схем на основі дискретно-концептуальних моделей.
3. Встановленні закономірності руху досліджувальних систем, що відкривають реальні можливості для реалізації режимів на сут- та суперрезонансних режимах руху.

Література

1. Назаренко И.И Прикладные задачи теории вибрационных систем.-К.:ИСНО,1993.-216с.
2. Назаренко И.И Вибраційні машини і процеси будівельної індустрії.-К.:КНУБА,2007.-230с.
3. Назаренко И.И Высокоэффективные виброформовочные машины.-К.: Выща шк.,1988.-140с.
4. Пентюк Б.М Высокоэффективные машины і процеси у керамічному виробництві.-К.: «МП Леся», 2005.-240с.
5. Баранов Ю.О Особенности проектирования ударно-вибрационных площадок с электромагнитным приводом и Горные строительные, дорожные и мелиоративные машины. – К.; Техника, 1990, Вып 43. – с69-72.
6. Омельченко В.А Повышенные эффективности рабочих процессов строительных машин: Сб. Научных трудов/Ред.кол.: В,Л Баладинський и др. – К.; УМК ВО, 1991. – с.108-112.
7. Свідерський А.Т Розрахунок ударно-вібраційної установки з гідравлічним приводом. И Республіканський міжвідомчий науково-технічний збірник. "Гірничі будівельні, дорожні мелиоративні машини", Київ, КДТУБА, 1998, Вип.. 52, с. 84-87.
8. Ручинський М.М Методи дослідження і розрахунку параметрів віброустановки для формування фундаментальних блоків. Зб.: Гірничі будівельні, дорожні та мелиоративні машини. Київ, 1999. – №54. – с.82-87.