

MARIAN CHYCKI

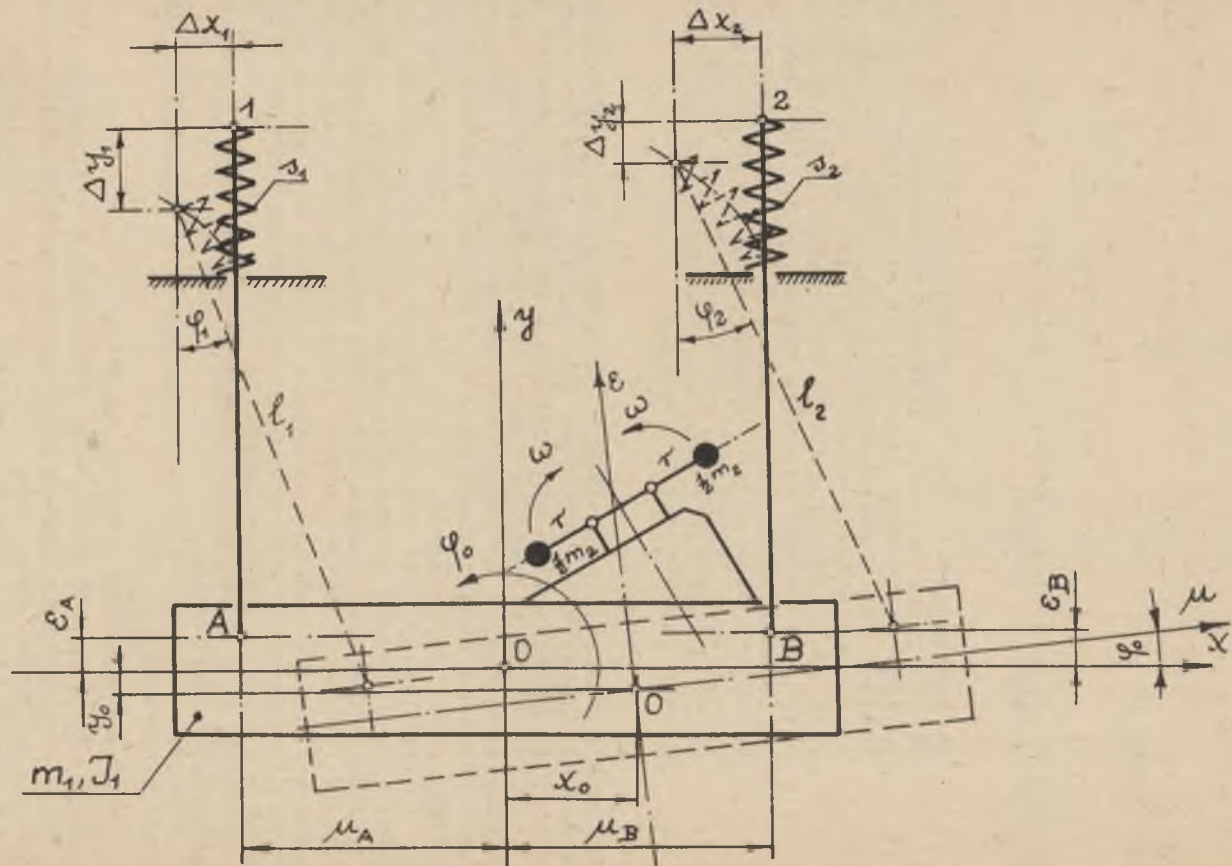
PRZYCZYNEK DO TEORII PRZESIEWACZY WIBRACYJNYCH
Z GIĘTKIMI ELEMENTAMI NOŚNYMI

Streszczenie: Dla przeprowadzenia analizy ruchu układu przesiewacza z giętkimi elementami nośnymi przyjęto jako jego model układ mechaniczny, odznaczający się w porównaniu z rzeczywistym przesiewaczem szeregiem uproszczeń. Uproszczenia te umożliwiły analizowanie modelu przesiewacza jako układu o pięciu stopniach swobody. Układ pięciu liniowych i niejednorodnych równań różniczkowych drugiego rzędu opisujący ruch modelu przesiewacza otrzymano przy pomocy równań Lagrange'a drugiego rodzaju. Praca stanowi elementarne ujęcie analizy ruchu przesiewaczy z giętkimi elementami nośnymi.

W celu przeprowadzenia elementarnej analizy ruchu przesiewacza wibracyjnego z giętkimi elementami nośnymi [1] przyjęto jako model takiego przesiewacza układ mechaniczny przedstawiony na rys. 1. Widoczna na tym rysunku masa m_1 , reprezentująca masę reszota przesiewacza, przymocowana jest za pośrednictwem czterech symetrycznie rozmieszczonych lin stalowych do sprężyn $s_{1,2}$ opierających się na konstrukcji wsporczej przesiewacza. Do masy m_1 przymocowany jest bezwładnościowy wibrator z dwiema jednakowymi niewyważonymi masami wirującymi w odwrotnych kierunkach z prędkościami ω . Środki ciężkości niewyważonych mas wibratora, z których wielkość każdej wynosi $\frac{1}{2} m_2$, są przesunięte względem osi, wokół których te masy wirują o odcinki r . Ruch obrotowy niewyważonych mas wibratora wprawia cały układ przesiewacza w złożony ruch drgający.

W stosunku do modelu, który przedstawiono na rys. 1, przyjęto następujące założenia:

1. Przesiewacz posiada płaszczyzną symetrii równoległą do płaszczyzny wirowania mas m_2 .
 2. Prędkości wirowania mas m_2 są stałe.
 3. Masy m_1 i m_2 są stałe w czasie ruchu przesiewacza.
 4. Ruch przesiewacza tłumią siły wprost proporcjonalne do składowych prędkości masy m_1 .
 5. Współczynniki sprężystości sprężyn s są funkcjami liniowymi i wzajemnie niezależnymi odpowiednich przemieszczeń.
- Powyższe założenia w swojej istocie nie różnią się od założeń, jakie w stosunku do modelu przesiewacza wibracyjnego bez elementów giętkich przyjęto w pracy [1], w której znajduje się



Rys. 1. Schemat budowy przesiewacza wibracyjnego z giętkimi elementami nośnymi

również opis ww. założeń. Ponadto przyjęto następujące założenia dodatkowe:

6. Liny, z pomocą których rzeszoto przymocowane jest do sprężyn, mogą przenosić tylko siły rozciągające (nie mogą przenosić siły sciskających i momentów gnących).

7. W czasie pracy przesiewacza liny są stale napięte.

8. Układ przesiewacza jest układem o pięciu stopniach swobody.

Założenia 6 i 7 mają na celu maksymalne uproszczenie analizy ruchu przesiewacza, a ich przyjęcie podyktowane zostało brakiem badań tych urządzeń. Ostatnie założenie jest uzasadnione pominięciem (przy układaniu równań ruchu przesiewacza) mas lin i sprężyn, jako wielkości niewielkich w porównaniu z masą m_1 . Dla opisu ruchu układu przyjęto dwa następujące układy współrzędnych (rys. 1):

a) Układ nieruchomy x, y, z (oś z jest prostopadła do płaszczyzny rys. 1). Środek tego układu umieszczono w punkcie pokrywającym się ze środkiem ciężkości masy m_1 nieruchomego i całkowicie odciążonego przesiewacza (punkt O na rys. 1).

b) Układ ruchomy μ, ε, τ związany z masą m_1 . Środek tego układu umieszczono również w punkcie O . W stanie spoczynku przesiewacza osie układów x, y, z i μ, ε, τ pokrywają się.

Na rys. 1 zaznaczono również dodatni kierunek obrotu. Za uogólnione współrzędne q_j ($j = 1, 2, 3, 4, 5$) wyznaczające położenie układu, przyjęto współrzędne x_0 i y_0 środka ciężkości O masy m_1 , kąt φ_0 obrotu masy m_1 wokół osi przechodzącej przez punkt O i prostopadłej do płaszczyzny symetrii przesiewacza oraz kąty φ_1 i φ_2 odchylenia lin od kierunku pionowego.

Po wyborze tych wielkości w charakterze współrzędnych uogólnionych równania Lagrange'a opisujące ruch układu mają postać

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} + \frac{dF}{d\dot{q}_j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3, 4, 5) \quad (1)$$

W równaniach (1) przez L oznaczono funkcję Lagrange'a czyli różnicę energii kinetycznej E_k i potencjalnej E_p układu.

$$L = E_k - E_p \quad (2)$$

a przez F funkcję dyssypacji układu.

Założono, że całkowita energia potencjalna E_p układu jest sumą trzech składników: energii potencjalnej E_{p1} masy m_1 , energii potencjalnej sprężyn (energii potencjalnej sprężystej a nie wynikającej z działania sił przyciągania ziemskiego) E_{p2} i energii potencjalnej E_{p3} niewyważonych mas wibratora. Energie potencjalne lin i sprężyn pominięto jako wielkości niewielkie w stosunku do określonej wyżej energii E_p .

Energię potencjalną E_p układu przesiewacza licząco względem konfiguracji, jaką ten układ zajmuje w stanie całkowitego odciążenia i przy maksymalnym oddaleniu od siebie mas niewyważonych (rys. 2).

Energię potencjalną masy m_1 wyznacza równanie

$$E_{p1} = m_1 g y_0, \quad (3)$$

w którym g oznacza przyspieszenie ziemskie.

W celu wyznaczenia energii potencjalnej E_{p2} sprężyn należy wyznaczyć poziome i pionowe składowe przemieszczeń końców tych sprężyn do których przymocowane są liny (punkty 1 i 2 na rys. 1).

Przyrosty te wynoszą:

a) Dla punktu 1

$$\Delta x_1 = x_0 - l_1 \varphi_1 - \varepsilon_A \varphi_0 \quad (4)$$

$$\Delta y_1 = y_0 + \mu_A \varphi_0$$

b) Dla punktu 2

$$\Delta x_2 = x_0 - l_2 \varphi_2 - \varepsilon_B \varphi_0 \quad (5)$$

$$\Delta y_2 = y_0 + \mu_B \varphi_0$$

W równaniach (4) i (5) oznaczają:

l_1, l_2 - długości lin na których wisi rzeszota (rys. 1).

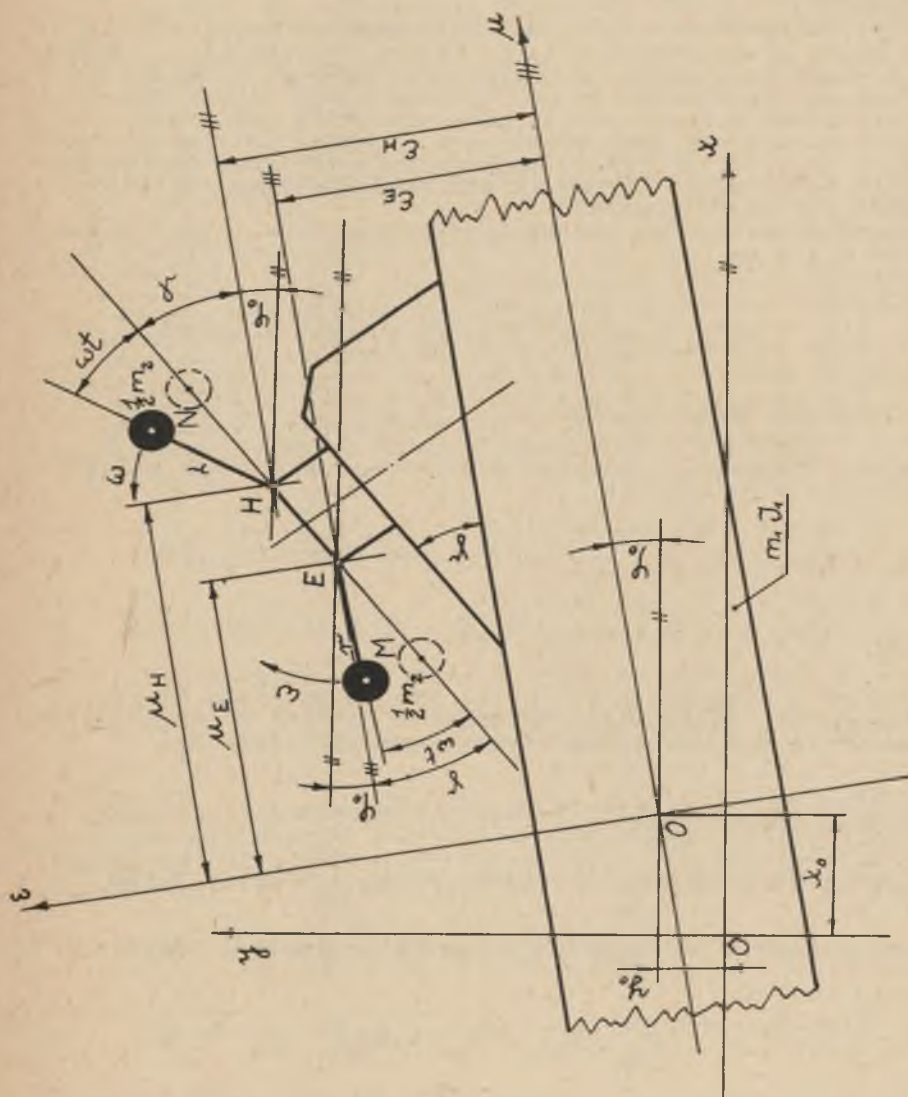
$\mu_A, \varepsilon_A, \mu_B, \varepsilon_B$ - współrzędne punktów przymocowania lin do rzeszota (punkty A i B na rys. 1).

Równania (4) i (5) otrzymuje się przez porównanie przyrostów współrzędnych punktu A i B (rys. 1) uważanych raz za związane z masą m_1 a drugi raz z końcami lin (w rzeczywistości te dwie pary punktów pokrywają się).

Same przyrosty wyznaczono z ogólnie znanych równań na transformacje prostokątnych układów współrzędnych i przy założeniu, że kąty φ_0, φ_1 i φ_2 są niewielkie.

Oznaczając przez p_1, p_2 i k_1, k_2 współczynniki sprężystości odpowiadające przemieszczeniom poziomym i pionowym otrzymujemy przy uwzględnieniu (4) i (5) następujące równanie na E_{p2}

$$E_{p2} = \frac{1}{2} \left[(y_0 + \mu_A \varphi_0)^2 k_1 + (x_0 - l_1 \varphi_1 - \varepsilon_A \varphi_0)^2 p_1 + \right. \\ \left. + (y_0 + \mu_B \varphi_0)^2 k_2 + (x_0 - l_2 \varphi_2 - \varepsilon_B \varphi_0)^2 p_2 \right] \quad (6)$$



Rys. 2. Schemat bezwładnościowego wibratora

Dla wyznaczenia ostatniego składnika całkowitej energii potencjalnej układu przesiewacza konieczna jest znajomość składowych przystosów przesunięć środków ciężkości niewyważonych mas wibratora.

Na rys. 2 przedstawiono chwilowe położenie mas wibratora w czasie ruchu przesiewacza a także położenie tych mas (zaznaczone liniami kreskowymi) w chwili początkowej. Literami M i N oznaczono na tym rysunku środki ciężkości mas wibratora. Położenia osi wokół których wirują masy wibratora (na rys. 2 osie te przedstawiają się jako punkty E i H) określają współrzędne μ_E , ε_E i μ_H , ε_H . Z rys. 2 bezpośrednio wynikają następujące wyrażenia na składowe przystosy przesunięć środków ciężkości niewyważonych mas wibratora.

Pionowe składowe przesunięć środków ciężkości mas wibratora (punktów M i N na rys. 2).

$$\begin{aligned} y_M &= [(y_0 + \mu_E \varphi_0) - r \sin(\gamma + \varphi_0 - \omega t) + r \sin \gamma] \\ y_N &= [(y_0 + \mu_H \varphi_0) + r \sin(\gamma + \varphi_0 + \omega t) - r \sin \gamma] \end{aligned} \quad (7)$$

Poziome składowe przesunięć środków ciężkości mas wibratora (punktów M i N na rys. 2)

$$\begin{aligned} x_M &= [(x_0 - \varepsilon_E \varphi_0) - r \cos(\gamma + \varphi_0 - \omega t) + r \cos \gamma] \\ x_N &= [(x_0 - \varepsilon_H \varphi_0) + r \cos(\gamma + \varphi_0 + \omega t) - r \cos \gamma] \end{aligned} \quad (8)$$

Występujący w równaniach (7) i (8) kąt γ pokazano na rys. 2.

Równania (7) umożliwiają określenie energii potencjalnej E_{p3} niewyważonych mas wibratora następującym wyrażeniem:

$$\begin{aligned} E_{p3} &= \frac{m_2}{2} g [(y_0 + \mu_E \varphi_0) - r \sin(\gamma + \varphi_0 - \omega t) + r \sin \gamma] + \\ &+ \frac{m_2}{2} g [(y_0 + \mu_H \varphi_0) + r \sin(\gamma + \varphi_0 + \omega t) - r \sin \gamma] \end{aligned} \quad (9)$$

Całkowitą energię potencjalną układu przesiewacza określa równanie

$$E_p = E_{p1} + E_{p2} + E_{p3}, \quad (10)$$

w którym E_{p1} , E_{p2} i E_{p3} są określone wyrażeniami (3), (6) i (9).

Całkowitą energią kinetyczną E_k układu przesiewacza wyznaczono przy założeniu, że jest ona sumą dwóch składników: energii kinetycznej E_{k1} masy m_1 i energii kinetycznej E_{k2} niewyważonych mas wibratora. Pozostałe energie kinetyczne układu tj. energie kinetyczne sprężyn i lin pominięto jako wielkości niewielkie w stosunku do E_k .

Energia kinetyczna E_{k1} masy m_1 wyraża się ogólnie znanym równaniem

$$E_{k1} = \frac{1}{2} \left[m_1 (\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2) + I_1 \dot{\varphi}_0^2 \right] \quad (11)$$

w którym przez I_1 oznaczono moment bezwładności masy m_1 względem osi τ .

W celu wyznaczenia energii kinetycznej E_{k2} niewyważonych mas wibratora należy wyznaczyć przede wszystkim składowe bezwzględnych prędkości środków ciężkości tych mas.

Składowe te otrzymujemy przez zróżniczkowanie przyrostów współrzędnych środków ciężkości mas m_2 tj. przez zróżniczkowanie wyrażeń (7) i (8).

Uzyskano tą drogą następujące wyrażenia na składowe bezwzględnych prędkości środków ciężkości niewyważonych mas wibratora.

$$\begin{aligned} \dot{y}_M &= [\dot{y}_0 + \mu_E \dot{\varphi}_0 - r (\dot{\varphi}_0 - \omega) \cos (\gamma + \varphi_0 - \omega t)] \\ \dot{y}_N &= [\dot{y}_0 + \mu_H \dot{\varphi}_0 + r (\dot{\varphi}_0 + \omega) \cos (\gamma + \varphi_0 + \omega t)] \\ \dot{x}_M &= [\dot{x}_0 - \varepsilon_E \dot{\varphi}_0 + r (\dot{\varphi}_0 - \omega) \sin (\gamma + \varphi_0 - \omega t)] \\ \dot{x}_N &= [\dot{x}_0 - \varepsilon_H \dot{\varphi}_0 - r (\dot{\varphi}_0 + \omega) \sin (\gamma + \varphi_0 + \omega t)] \end{aligned} \quad (12)$$

Uwzględniając związki (12) otrzymujemy na podstawie ogólnie znanego twierdzenia o energii kinetycznej bryły sztywnej poruszającej się ruchem płaskim następujące wyrażenie na energię kinetyczną E_{k2} niewyważonych mas wibratora.

$$\begin{aligned} E_{k2} &= \frac{1}{2} \frac{I_2}{2} (\dot{\varphi}_0 + \omega)^2 + \frac{1}{2} \frac{I_2}{2} (\dot{\varphi}_0 - \omega)^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{x}_0 - \varepsilon_H \dot{\varphi}_0 - r (\dot{\varphi}_0 + \omega) \sin (\gamma + \varphi_0 + \omega t)]^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{y}_0 + \mu_H \dot{\varphi}_0 + r (\dot{\varphi}_0 + \omega) \cos (\gamma + \varphi_0 + \omega t)]^2 + \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{x}_0 - \varepsilon_E \dot{\varphi}_0 + r (\dot{\varphi}_0 - \omega) \sin (\gamma + \varphi_0 - \omega t)]^2 + \\
& + \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{y}_0 + \mu_E \dot{\varphi}_0 - r (\dot{\varphi}_0 - \omega) \cos (\gamma + \varphi_0 - \omega t)]^2
\end{aligned}$$

Przy układaniu równań (7), (8), (9), (12) i (13) uwzględniono znaki prędkości wirowania mas wibratora wskutek czego odpadła konieczność wyróżniania tych szybkości różnymi symbolami. Prędkość ω występująca w wyżej wymienionych równaniach jest względną prędkością (względem masy m_1) wirowania jednej z mas m_2 wibratora.

Występująca w ostatnim równaniu wielkość $\frac{I_2}{2}$ jest momentem bezwładności niewyważonej masy m_2 względem osi prostopadłej do płaszczyzny wirowania tej masy i przechodzącej przez jej środek ciężkości.

Całkowitą energię kinetyczną układu wyznacza równanie

$$E_k = E_{k1} + E_{k2}, \quad (14)$$

w którym E_{k1} i E_{k2} określają związki (11) i (13). W celu otrzymania liniowej postaci równań opisujących ruch układu przesiewacza pominięto w dalszych rozważaniach tej pracy występujący w funkcjach trygonometrycznych równań (7) i (13) kąt φ_0 jak również pochodną $\dot{\varphi}_0$ przez którą te funkcje są między innymi mnożone. Stanowi to jeszcze jedno założenie upraszczające. ro uwzględnieniu powyższego uproszczenia równania na energię potencjalną E_p i kinetyczną E_k przyjmują postacie:

$$\begin{aligned}
E_p = m_1 g y_0 + \frac{1}{2} [(y_0 + \mu_A \varphi_0)^2 k_1 + (x_0 - l_1 \varphi_1 - \varepsilon_A \varphi_0)^2 p_1 + \\
+ (y_0 + \mu_B \varphi_0)^2 k_2 + (x_0 - l_2 \varphi_2 - \varepsilon_B \varphi_0)^2 p_2] + \\
+ \frac{m_2}{2} g [(y_0 + \mu_E \varphi_0) - r \sin (\gamma - \omega t) + r \sin \gamma] + \\
+ \frac{m_2}{2} g [(y_0 + \mu_H \varphi_0) + r \sin (\gamma + \omega t) - r \sin \gamma]
\end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
E_k = \frac{1}{2} [m_1 (\dot{x}_0^2 + \dot{y}_0^2) + I_1 \dot{\varphi}_0^2] + \frac{1}{2} I_2 (\dot{\varphi}_0^2 + \omega^2) + \\
+ \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{x}_0 - \varepsilon_H \dot{\varphi}_0 - r \omega \sin (\gamma + \omega t)]^2 + \\
+ \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [y_0 + \mu_H \dot{\varphi}_0 + r \omega \cos (\gamma + \omega t)]^2 +
\end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{x}_0 - \varepsilon_E \dot{\phi}_0 - r \omega \sin(\gamma - \omega t)]^2 + \\
 & + \frac{1}{2} \frac{m_2}{2} [\dot{y}_0 + \mu_E \dot{\phi}_0 + r \omega \cos(\gamma - \omega t)]^2
 \end{aligned} \tag{16}$$

W równaniach ruchu (1) obok energii kinetycznej i potencjalnej (funkcja Lagrange'a) występuje funkcja dysypacji F. W tej pracy przyjęto następującą postać tej funkcji:

$$F = \frac{1}{2} (h_x \dot{x}_0^2 + h_y \dot{y}_0^2 + h_\varphi \dot{\phi}_0^2) \tag{17}$$

co jest równoznaczne z założeniem, że ruch przesiewacza tłumią siły przyłożone do rzeszota (masy m_1) a ich wielkości są proporcjonalne (współczynnikami proporcjonalności są h_x , h_y i h_φ) do składowych prędkości rzeszota.

Po wykonaniu zaznaczonych w równaniach Lagrange'a operacji matematycznych na funkcjach L i F oraz odpowiednich przekształceniach algebraicznych i trygonometrycznych otrzymujemy następujący układ liniowych i niejednorodnych równań różniczkowych drugiego rzędu opisujących ruch układu przesiewacza.

$$(\ddot{x}_0 A_1 + \dot{x}_0 h_x + x_0 A_2) - (\ddot{\phi}_0 A_4 + \dot{\phi}_0 A_6) - \varphi_1 B_1 - \varphi_2 B_2 = -P \sin \gamma \sin \omega t$$

$$(\ddot{y}_0 A_1 + \dot{y}_0 h_y + y_0 A_3) - (\ddot{\phi}_0 A_5 + \dot{\phi}_0 A_7) = P \cos \gamma \sin \omega t - g(m_1 + m_2)$$

$$\begin{aligned}
 & (\ddot{\phi}_0 A_8 + \dot{\phi}_0 h_\varphi + \phi_0 A_9) - (\ddot{x}_0 A_4 + x_0 A_6) + (\ddot{y}_0 A_5 + y_0 A_7) + \\
 & + \varphi_1 B_3 + \varphi_2 B_4 = \frac{P}{2} [(-\varepsilon_H + \varepsilon_E) \cos \gamma + (\mu_H - \mu_E) \sin \gamma] \cos \omega t + \\
 & + \frac{P}{2} [(\varepsilon_H + \varepsilon_E) \sin \gamma + (\mu_H + \mu_E) \cos \gamma] \sin \omega t.
 \end{aligned} \tag{18}$$

$$-x_0 B_1 + \varphi_0 B_3 + \varphi_1 B_5 = 0$$

$$-x_0 B_2 + \varphi_0 B_4 + \varphi_2 B_6 = 0$$

Stałe współczynniki $A_{1,2,\dots,9}$, $B_{1,2,\dots,6}$ i P występujące w równaniach układu (18) określone są równaniami

$$A_1 = m_1 + m_2$$

$$B_1 = l_1 P_1$$

$$A_2 = p_1 + p_2$$

$$B_2 = l_2 P_2$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= k_1 + k_2 & B_3 &= l_1 p_1 \varepsilon_A \\
 A_4 &= \frac{m_2}{2} (\varepsilon_H + \varepsilon_E) & B_4 &= l_2 p_2 \varepsilon_B \\
 A_5 &= \frac{m_2}{2} (\mu_H + \mu_E) & B_5 &= l_1^2 p_1 & (19) \\
 A_6 &= p_1 \varepsilon_A + p_2 \varepsilon_B & B_6 &= l_2^2 p_2 \\
 A_7 &= k_1 \mu_A + k_2 \mu_B & P &= r \omega^2 m_2 \\
 A_8 &= I_1 + I_2 + \frac{m_2}{2} (\varepsilon_H^2 + \mu_H^2 + \varepsilon_E^2 + \mu_E^2) \\
 A_9 &= k_1 \mu_A^2 + k_2 \mu_B^2 + p_1 \varepsilon_A^2 + p_2 \varepsilon_B^2
 \end{aligned}$$

Eliminując z układu równań (18) zmienne φ_1 i φ_2 utrzymujemy następującą, prostszą postać tego układu.

$$\begin{aligned}
 (\ddot{x}_0 A_1 + \ddot{x}_0 h_x) - (\ddot{\varphi}_0 A_4) &= -P \sin \gamma \sin \omega t \\
 (\ddot{y}_0 A_1 + y_0 h_y + y_0 A_3) + (\ddot{\varphi}_0 A_5 + \varphi_0 A_7) &= P \cos \gamma \sin \omega t - g(m_1 + m_2) \\
 (\ddot{\varphi}_0 A_8 + \dot{\varphi}_0 h_\varphi + \varphi_0 A_{10}) - \ddot{x}_0 A_4 + (\ddot{y}_0 A_5 + y_0 A_7) &= \\
 = \frac{P}{2} [(-\varepsilon_H + \varepsilon_E) \cos \gamma + (\mu_H - \mu_E) \sin \gamma] \cos \omega t + & (20) \\
 + \frac{P}{2} [(\varepsilon_H + \varepsilon_E) \sin \gamma + (\mu_H + \mu_E) \cos \gamma] \sin \omega t
 \end{aligned}$$

przy czym

$$A_{10} = k_1 \mu_A^2 + k_2 \mu_B^2 \quad (21)$$

Układ równań (20) ma taką samą postać ogólną jak układ równań (8) występujący w pracy [2] i wobec tego rozwiązywanie układu równań (20) może mieć taki sam przebieg jak rozwiązywanie układu (8) pracy [2].

Podobieństwo układu równań (20) tej pracy i układu (8) pracy [2] jest wynikiem przyjęcia przy analizach (jakimi zajmują się obie prace) układów przesiewaczy tych samych założeń upraszczających.

Rzeczywisty układ przesiewacza rozpatrywanego w tej pracy (tj. układ pozbawiony uproszczeń) jest bardziej skomplikowany niż rzeczywisty układ przesiewacza analizowanego w pracy [2].

Analiza konkretnych układów przesiewaczy wibracyjnych z giętkimi elementami nośnymi, oparta na powyższych rozważaniach teoretycznych, zostanie podana w drugiej części artykułu.

LITERATURA

- [1] Dietrych J. : Teoria i budowa przesiewaczy WGH 1962 r.
[2] Chycki M.: Niektóre zagadnienia dynamiki przesiewaczy wibracyjnych - Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Górnictwo" 13 1965 r.

К ВОПРОСУ ТЕОРИИ ВИБРАЦИОННЫХ ГРОХОВ С ГИБКИМИ НЕСУЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Резюме

Для произведедения анализа движения системы грохота с гибкими несущими элементами в качестве модели была принята механическая система, отличающаяся в сравнении с реальными грохотом рядом упрощений. Эти упрощения дали возможность произвести анализ модели грохота как системы с пятью степенями свободы. Система пяти линейных и неоднородных дифференциальных уравнений второго порядка описывающая движение модели грохота была получена при помощи уравнений Лагранжа второго рода. Работа является попыткой элементарного рассмотрения анализа движения грохотов с гибкими несущими элементами.

SUPPLEMENTARY NOTES TO THE THEORY OF VIBRATING SIFTERS WITH THE FLEXIBLE BEARERS

Summary

To carry out the analysis of the sifter system with flexible bearers, as a model was accepted a mechanical system, that in comparison with the actual sifter has been greatly simplified.

These simplifications made possible the analysis of the sifter's model regarded as a system with five degrees of freedom.

A system of five linear and non-homogeneous differential equations of the second order, describing the movement of the sifter, has been received, by means of the Lagrange's equations of another kind. The paper constitutes an elementary formulation of the analysis of sifters movement with the flexible bearers.