

---

УДК 621.835

О. О. БІЛЕЦЬКИЙ

**ПАРАМЕТРИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ КУЛАЧКОВО-  
ВАЖІЛЬНОГО МЕХАНІЗМУ З ПРИСТРОЄМ  
ДЛЯ ВИБИРАННЯ ЗАЗОРІВ І ЗРІВНОВАЖУВАННЯ  
НАДЛИШКОВИХ МОМЕНТІВ**

Кулачково-важільний механізм (КВМ) з розвантажувальним пристроєм (РП) можна використовувати (рис. 1) в поліграфічному і загальному машинобудуванні для локалізації надлишкових

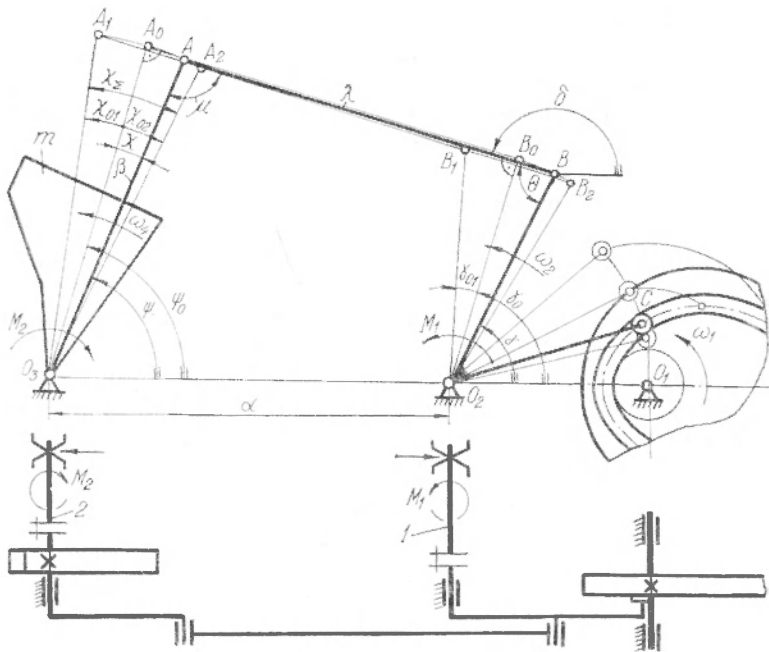


Рис. 1. Схема кулачково-важільного механізму з розвантажувальним пристроєм.

крутих моментів від сил інерції при зворотно-обертальному русі веденої маси, забезпечуючи при цьому вибірку зазорів у кінематичних парах механізму. *РП* складається з торсіонів 1 і 2, які сполучені з проміжним і веденим валами *КВМ*. Результуючий відновлювальний момент на веденому валі від пружних сил торсіонів повинен бути в кожній фазі кінематичного циклу рівним і протилежно напрямленим до моменту від сил інерції веденої маси. Зустрічне напрямлення часткових моментів  $M_1$  і  $M_2$  дасть змогу здійснити вибірку зазорів у кінематичних парах механізму.

Чотириланковик  $O_2BAO_3$  разом з торсіонами 1, 2 і масою  $m$  виконавчого пристрою є коливальний контур, в якому частота й амплітуда коливань веденої маси визначаються жорсткістю торсіонів і геометричними параметрами чотириланковика. Контур, виведений з положення статичної рівноваги, може здійснювати вільний коливний рух.

Функцією кулачка *КВМ* в цьому випадку є забезпечення необхідного закону руху й амплітуди коливань веденої маси. Тоді пара кулачок—ролик буде розвантажена від надлишкових інерційних сил, що створюються веденою масою.

Прийmemo такі позначення чотириланковика  $O_2BAO_3$ :

$O_2B=r$  — довжина коромислового штовхача;  $\alpha, \beta, \lambda$  — безрозмірні геометричні параметри, які визначають довжину ланок чотириланковика в  $r$ ;  $\psi$  і  $\psi_0$  — відповідно кути, що визначають

біжуче положення та положення статичної рівноваги веденої ланки;  $\mu$  — кут передачі в чотириланковику;  $\delta$  — кут нахилу шатуна;  $\Theta$  — кут між напрямками коромислового штовхача і шатуна;  $\gamma$  і  $\gamma_0$  — відповідно кути, що визначають біжуче положення та положення статичної рівноваги ведучої ланки;  $\psi_{\Sigma}$ ,  $\gamma_{\Sigma}$  — кутові розмахи веденої і ведучої ланок.

Враховуючи досвід проектування та експлуатації чотириланкових шарнірних механізмів, а також рекомендації щодо вибору кінематичної схеми плоских кулачково-важільних механізмів [3] приймемо, що в положенні статичної рівноваги напрямки спряжених поводків чотириланковика  $O_2B_0A_0O_3$  утворюють прями кути ( $\mu = \Theta = 90^\circ$ ). Дотримання цієї умови приводить при заданих  $\beta$  і  $\lambda$  до рівності  $\alpha = \sqrt{\lambda^2 + (\beta - 1)^2}$ .

Граничні кути хитання веденої ланки та крайні положення коромислового штовхача при відомих розмірах ланок чотириланковика визначали з умов  $30^\circ < \mu < 150^\circ$ ;  $\gamma_{\Sigma} \leq 60^\circ$ .

Нехтуючи масою ланок, диференціальне рівняння руху коливального консервативного контура згідно з рівнянням Лагранжа другого роду набере вигляду

$$I \cdot \ddot{\chi} + M_B = 0, \quad (1)$$

де  $I$  — зведений момент інерції веденої маси;  $\chi = (\psi - \psi_0)$  — кутове відхилення веденої ланки, яке відраховуємо від положення статичної рівноваги;  $M_B$  — результуючий відновлювальний момент.

Як функція незалежної змінної  $\psi$   $M_B$  визначається з геометричних співвідношень (рис. 1)

$$M_B = c_1 \cdot \left\{ \xi \cdot [|\chi_{02}| \cdot (1 + \nu) + \psi - \psi_0] - [\gamma_{01} \cdot (1 + \rho) + \gamma_0 - \gamma] \times \right. \\ \left. \times \frac{\beta \cdot \sin(\delta - \psi)}{\sin(\delta - \gamma)} \right\}, \quad (2)$$

де  $c_1$  — жорсткість торсіона  $I$ ;  $\xi = \frac{c_2}{c_1}$  — коефіцієнт відношення жорсткостей торсіонів;  $\chi_{02}$  і  $\gamma_{01}$  — відповідно кутові розмахи веденої і ведучої ланок чотириланковика, які відраховуються від положення статичної рівноваги до своїх крайніх правого та лівого положень;  $\rho$  — безрозмірний параметр попереднього закручування торсіона  $I$ , який виражає абсолютний попередній кут закручування торсіона  $1$  в  $\gamma_{01}$ ,  $\nu$  — безрозмірний параметр закручування торсіона  $2$ , що виражає абсолютний попередній кут закручування торсіона  $\psi_{II}$  в  $|\chi_{02}|$ ;  $\gamma$  і  $\delta$  — згадані вище параметри, які визначаються відомими залежностями [2].

Коефіцієнт відношення жорсткостей торсіонів  $\xi$  при заданих  $\chi_{\Sigma}$ ,  $\nu$  і  $\rho$  однозначно визначається з умови рівності нулю відновлювального моменту  $M_B$  при досягненні чотириланковим контуром положення статичної рівноваги, де справедливі рівності  $\psi = \psi_0$ ;  $\gamma = \gamma_0$ ;  $\psi_0 = \gamma_0$ . Як впливає з (2),

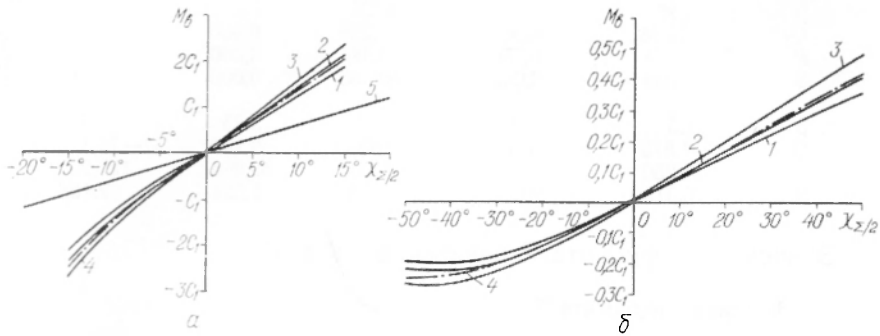


Рис. 2. Графіки залежності моменту  $M_B$ , що створює РП, від кутового розмаху веденої ланки:

а — при  $\beta=2$ ; б — при  $\beta=0,5$  1 —  $\lambda=1, \nu=0,3, \rho=0,05$ ; 2 —  $\lambda=1, \nu=\rho=0,15$ ; 3 —  $\lambda=1, \nu=0,05, \rho=0,3$ ; 4 —  $\lambda=10, \nu=\rho=0,15$ ; 5 —  $\beta=1, \lambda=1, \nu=0,05, \rho=0,3$ .

$$\xi = \frac{\beta \cdot \gamma_{01} \cdot (1 + \rho)}{(\chi_{\Sigma} - \gamma_{01}) \cdot (1 + \nu)}, \quad (3)$$

де  $(\chi_{\Sigma} - \gamma_{01})$ , згідно з рис. 1, замінено  $|\chi_{02}|$ .

Залежність  $M_B$  при різних значеннях  $\beta, \lambda, \rho$  і  $\nu$ , яку визначали в діапазоні допустимих кутів хитання веденої ланки, як видно з рис. 2, а, б, характеризується різним ступенем нелінійності. Нелінійність пружної характеристики розвантажувача, тобто залежність  $M_B = f(\chi)$ , незначна для схем чотириланковиків з  $\beta > 1$  і дещо зростає при  $\beta < 1$ , тому що збільшуються допустимі кутові розмахи веденої ланки. Пружна характеристика розвантажувача несиметрична, що приводить до зміщення середини розмаху відносно положення статичної рівноваги ( $\chi = 0$ ) у бік ділянки з меншою жорсткістю, тобто  $|\chi_{01}| \neq |\chi_{02}|$ . І тільки в частковому випадку, коли чотириланковик відповідає паралелограму, пружна характеристика лінійна і симетрична (пряма 5, рис. 2, а). Зміна величин параметрів  $\lambda, \rho$  і  $\nu$  при постійних значеннях  $\beta$  незначно впливає на нелінійність і асиметрію пружної характеристики.

Розкладання функції (2) в ряд Тейлора за степенями  $(\psi - \psi_0) = \chi$  з врахуванням перших трьох членів розкладу дає змогу визначити значення відновлювального моменту з точністю до 98% при всіх розглянутих вище безрозмірних геометричних параметрах чотириланкового контура

$$M_B = n \cdot \chi + \frac{q}{2} \chi^2 + \frac{p}{6} \cdot \chi^3. \quad (4)$$

Коефіцієнти ряду  $n, q$  і  $p$ , що входять в (4), визначаємо з таких рівностей:

$$n = c_1 \cdot (\xi + \beta^2); \quad q = c_1 \cdot Q \cdot \gamma_{01} \cdot (1 + \rho); \quad p = c_1 \cdot [P - R \cdot \gamma_{01} \cdot (1 + \rho)]. \quad (5)$$

Значення коефіцієнтів  $Q$  і  $P$ , а також коефіцієнта  $S$ , який зустрічається далі, виключно залежить від  $\beta$  в діапазоні значень  $0,5 \leq \lambda \leq 10$ :

$\beta$	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25
$Q$	0,234	0,375	0,328	0,000	-0,703
$P$	-0,234	-0,750	-0,984	0,000	3,516
$S$	-0,039	-0,063	-0,055	0,000	0,117
$\beta$	1,5	1,75	2,0	2,25	2,5
$Q$	-1,875	-3,609	-6,000	-9,140	-13,125
$P$	11,250	25,266	48,000	82,266	131,250
$S$	0,313	0,602	1,000	1,524	2,188

Значення коефіцієнта  $R$  наведені в таблиці.

**Значення коефіцієнта  $R$**

$\beta$	Безрозмірний геометричний параметр					
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
0,25	0,211	0,106	0,053	0,035	0,026	0,021
0,5	0,375	0,188	0,094	0,063	0,047	0,038
0,75	0,211	0,106	0,053	0,035	0,026	0,021
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
1,25	0,586	0,293	0,146	0,098	0,074	0,059
1,5	3,375	1,688	0,843	0,563	0,422	0,337
1,75	10,333	5,164	2,585	1,723	1,295	1,035
2,0	24,014	12,000	5,998	4,000	3,000	2,401
2,25	47,475	23,736	11,864	7,916	5,940	4,756
2,5	84,367	42,189	21,075	14,053	10,546	8,437

$\beta$	Безрозмірний геометричний параметр				
	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
0,25	0,018	0,015	0,013	0,012	0,011
0,5	0,031	0,027	0,023	0,021	0,019
0,75	0,018	0,015	0,013	0,012	0,011
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
1,25	0,049	0,042	0,037	0,033	0,029
1,5	0,281	0,242	0,212	0,188	0,172
1,75	0,862	0,740	0,645	0,573	0,511
2,0	2,002	1,714	1,496	1,330	1,201
2,25	3,956	3,395	2,963	2,637	2,332
2,5	7,025	6,008	5,294	4,688	4,220

Враховуючи (4), рівняння (1) запишемо

$$I \cdot \chi + k \cdot \chi + \frac{q}{2} \cdot \chi^2 + \frac{p}{6} \cdot \chi^3 = 0. \quad (6)$$

Точні розв'язки рівняння (6) відомі [4]; вони вміщують еліптичні функції і тому незручні для аналізу. Більш зручними є наближені розв'язки рівняння (6), які одержано методом асимптотичних розкладів [1].

Позначимо ці розв'язки через  $\chi_2$  для переміщень і через  $T_2$  для періоду коливань

$$\chi_2 = \frac{\chi_\Sigma}{2} \cdot \cos \frac{2\pi}{T_0} \cdot t - \frac{q \cdot \chi_\Sigma^2}{16 \cdot n} + \frac{q \cdot \chi_\Sigma^2}{48 \cdot n} \cdot \cos \frac{4\pi}{T_0} \cdot t + \frac{p \cdot \chi_\Sigma^3}{1536 \cdot n} \cdot \cos \frac{6\pi}{T_0} \cdot t, \quad (7)$$

$$T_2 = T_0 \cdot \sqrt{\frac{24576 \cdot n^2}{24576 \cdot n^2 + \chi_\Sigma^2 \cdot (768 \cdot u \cdot p + p^2 \cdot \chi_\Sigma^2 - 1280 \cdot q^2)}}. \quad (8)$$

Період гармонійних коливань  $T_0$  визначається, коли рівняння (6) набирає вигляду

$$I \cdot \ddot{\chi} + n \cdot \chi = 0 \quad \text{і} \quad T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{I}{n}}.$$

Як впливає з формули (8), період коливань  $T_2$  залежить від максимального кутового розмаху веденої маси, що є наслідком нелінійності системи.

Відхилення веденої ланки від положення статичної рівноваги визначається залежностями:

$$\chi_{01} = \frac{\chi_\Sigma}{2} - \frac{q \cdot \chi_\Sigma^2}{24 \cdot n} + \frac{p \cdot \chi_\Sigma^3}{1536 \cdot n}; \quad (9)$$

$$\chi_{02} = -\frac{\chi_\Sigma}{2} - \frac{q \cdot \chi_\Sigma^2}{24 \cdot n} - \frac{p \cdot \chi_\Sigma^3}{1536 \cdot n}. \quad (10)$$

Через наближеність розв'язку (6), як впливає з (9) і (10), кутовий розмах веденої ланки  $\chi_{2\Sigma} = |\chi_{01}| + |\chi_{02}|$  незначно відрізняється від  $\chi_\Sigma$ .

$$\chi_{2\Sigma} = \chi_\Sigma + \frac{p \cdot \chi_\Sigma^3}{768 \cdot n}.$$

Коефіцієнти  $n$ ,  $q$  і  $p$ , згідно з (5), включають  $\xi$  і  $\gamma_{01}$ , які слід визначати в кожному конкретному випадку при відомих  $v$ ,  $q$  і  $\chi_\Sigma$ . З геометричних співвідношень (див. рис. 1)

$$\begin{aligned} \gamma_{01}(\chi_{01}) &= \pi - \arccos \frac{\alpha - \beta \cdot \cos(\psi_0 + \gamma_{01})}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cdot \cos(\psi_0 + \gamma_{01})}} - \\ &- \arccos \frac{\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cdot \cos(\psi_0 + \gamma_{01}) + 1 - \lambda^2}{2 \cdot \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - 2\alpha\beta \cdot \cos(\psi_0 + \gamma_{01})}} - \arctg \frac{\lambda}{\alpha - 1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Функція  $\gamma_{01}(\chi_{01})$  після розкладу в ряд Маклорена за степенями  $\chi_{01}$  з врахуванням перших трьох членів ряду запишеться

$$\gamma_{01} = \beta \cdot \chi_{01} + S \cdot \chi_{01}^3. \quad (12)$$

Підставивши в рівняння (9) вирази коефіцієнтів  $n$ ,  $q$  і  $p$ , взяті з (5), після нескладних перетворень одержуємо

$$\chi_{01} = \frac{768\chi_\Sigma \cdot (\xi + \beta^2) - 64 \cdot \chi_\Sigma^3 \cdot Q \cdot \gamma_{01} \cdot (1 + \rho) - \chi_\Sigma^3 \cdot R \cdot \gamma_{01} \cdot (1 + \rho) + \chi_\Sigma^3 \cdot P}{1536 \cdot (\xi + \beta^2)}. \quad (13)$$

Шукані значення  $\xi$ ,  $\gamma_{01}$  і  $\chi_{01}$  визначаються розв'язками системи рівнянь (3), (12) і (13).

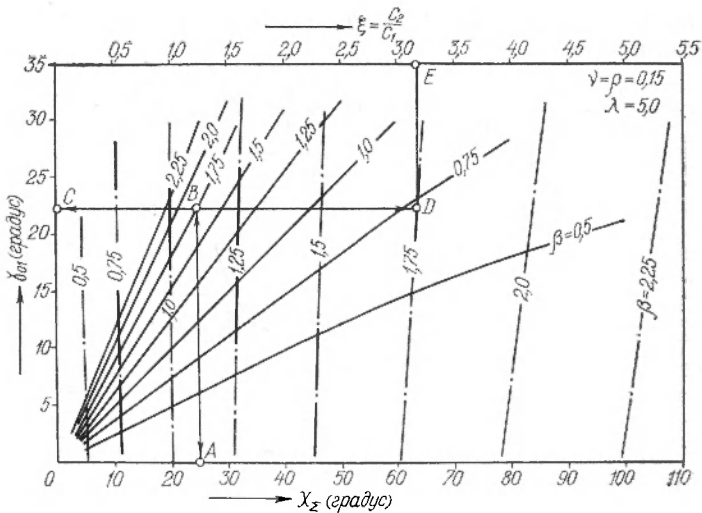


Рис. 3. Номограма для визначення величин  $\gamma_{01}$  і  $\xi$  як функцій  $\chi_{\Sigma}$  і  $\beta$ .

Для полегшення розрахунків при визначенні  $\xi$ ,  $\gamma_{01}$  і  $\chi_{01}$ , зв'язаних з розв'язанням алгебраїчного рівняння четвертого степеня, на рис. 3 виконана номограма, користуючись якою, за заданими  $\chi_{\Sigma}$  і  $\beta$  знаходимо значення  $\gamma_{01}$ , а за цією величиною і  $\beta$  визначаємо  $\xi$ .

При знаходженні інваріантів переміщень  $a_b = \frac{\gamma}{\chi_{\Sigma}}$ , відлік для біжучого  $\chi$  ведемо від крайнього положення [3]. Відповідно для періодів розбігу і вибігу маємо:

$$\alpha_{k1} = \frac{\gamma_{01} - \chi_2}{2\gamma_{01}}; \quad \alpha_{k3} = \frac{\gamma_{02} + \chi_2}{2\gamma_{02}}.$$

Тоді  $a_{k1}$  і  $a_{k3}$  визначаються як

$$a_{k1} = 0,5 - \frac{384 \cdot n \cdot \cos \nu - 48 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + 16 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \cos 2\nu + 0,5 \cdot p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \cos 3\nu}{768 \cdot n - 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}; \quad (14)$$

де  $\theta = 4\pi \cdot \zeta \cdot k_1$ ,

$$a_{k3} = 0,5 - \frac{384 \cdot n \cdot \cos \tau - 48 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + 16 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \cos 2\tau + 0,5 \cdot p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \cos 3\tau}{768 \cdot n + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}; \quad (15)$$

де  $\tau = 2\pi(\tilde{k}_3 - 2k_3 \cdot \zeta - 0,5 + 2\zeta)$ .

Відносний час для періодів розбігу  $k_1$  і вибігу  $\tilde{k}_3$  визначаємо як [3]

$$k_1 = \frac{t}{T_1}; \quad \tilde{k}_3 = \frac{t - 0,5T_1}{T_3} + 0,5.$$

Опускаючи проміжні викладки, одержуємо залежності, в яких

$k_1$  і  $k_3$  визначаються через біжуче значення часу  $t$ , період коливань  $T_2$  і коефіцієнт  $\zeta$

$$k_1 = \frac{t}{2\zeta \cdot T_2}; \quad k_3 = \frac{t - \zeta \cdot T_2}{2T_2 \cdot (0,5 - \zeta)} + 0,5. \quad (16)$$

Коефіцієнт  $\zeta$ , що входить в (14) — (16) і далі є частиною загального періоду коливань  $T_2$ , яка припадає на півперіод розбігу  $T_1/2$ ; і визначається як  $\zeta = \frac{z}{2\pi}$ ;  $z = \cos \frac{2\pi}{T_2} \cdot t$  — дійсний корінь алгебраїчного рівняння

$$\frac{p \cdot \chi_{\Sigma}^3}{384 \cdot n} \cdot z^3 + \frac{q \cdot \chi_{\Sigma}^3}{24 \cdot n} \cdot z^2 + \left( \frac{\chi_{\Sigma}}{2} - \frac{p \cdot \chi_{\Sigma}^3}{512 \cdot n} \right) \cdot z - \frac{q \cdot \chi_{\Sigma}^3}{12 \cdot n} = 0. \quad (17)$$

Значення  $z$  обчислювали на ЕЦОМ за програмою, яка передбачала визначення дійсного кореня рівняння (17), що задовольняє таким вимогам:  $\frac{5}{12} \pi < z < \frac{\pi}{2}$  при  $\beta < 1$  і  $\frac{\pi}{2} < z < \frac{7}{12} \pi$  при  $\beta > 1$ .

Інваріанти швидкостей  $b_{k1}$  і  $b_{k3}$  одержимо після диференціювання (14) і (15) відповідно по  $k_1$  і  $k_3$ :

$$b_{k1} = \frac{2\pi \cdot \zeta \cdot (768 \cdot n \cdot \sin v + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \sin 2v + 3p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \sin 3v)}{768 \cdot n - 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}, \quad (18)$$

$$b_{k3} = \frac{\pi(1 - 2\zeta) \cdot (768 \cdot n \cdot \sin \tau + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \sin 2\tau + 3p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \sin 3\tau)}{768 \cdot n + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}. \quad (19)$$

Диференцюючи (18) по  $k_1$  і (19) по  $k_3$ , одержуємо інваріанти прискорень  $c_{k1}$  і  $c_{k3}$ :

$$c_{k1} = \frac{8 \cdot \pi^2 \cdot \zeta^2 \cdot (768 \cdot n \cdot \cos v + 128 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \cos 2v + 9p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \cos 3v)}{768 \cdot n - 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}; \quad (20)$$

$$c_{k3} = \frac{2\pi^2 \cdot (1 - 2\zeta)^2 \cdot (768 \cdot n \cdot \cos \tau + 128 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \cos 2\tau + 9p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \cos 3\tau)}{768 \cdot n + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}. \quad (21)$$

Перемножуючи  $b_{k1}$  і  $c_{k1}$ ,  $b_{k3}$  і  $c_{k3}$ , дістаємо інваріанти кінетичної потужності  $d_1$  і  $d_3$ , які через громіздкість їх виразів не записуємо.

Константи піка швидкості  $B$ , піка прискорень  $C$  визначаємо після дослідження залежностей (18) — (21) на максимум.

Константи  $B_1 = b_{k1} \max$ ,  $B_3 = b_{k3} \max$  при  $k_1 = k_3 = 0,5$ :

$$B_1 = \frac{2\pi \cdot \zeta \cdot (768 \cdot n \cdot \sin 2\pi\zeta + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \sin 4\pi\zeta + 3p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \sin 6\pi\zeta)}{768 \cdot n - 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2};$$

$$B_3 = \frac{\pi(1 - 2\zeta) \cdot (768 \cdot n \cdot \sin 2\pi\zeta + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} \cdot \sin 4\pi\zeta + 3p \cdot \chi_{\Sigma}^2 \cdot \sin 6\pi\zeta)}{768 \cdot n + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}.$$

Константа  $C_1 = c_{k1} \max$  при  $k_1 = 0$

$$C_1 = \frac{8\pi^2 \cdot \zeta^2 \cdot (768 \cdot n + 128 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + 9 \cdot p \cdot \chi_{\Sigma}^2)}{768 \cdot n - 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}.$$



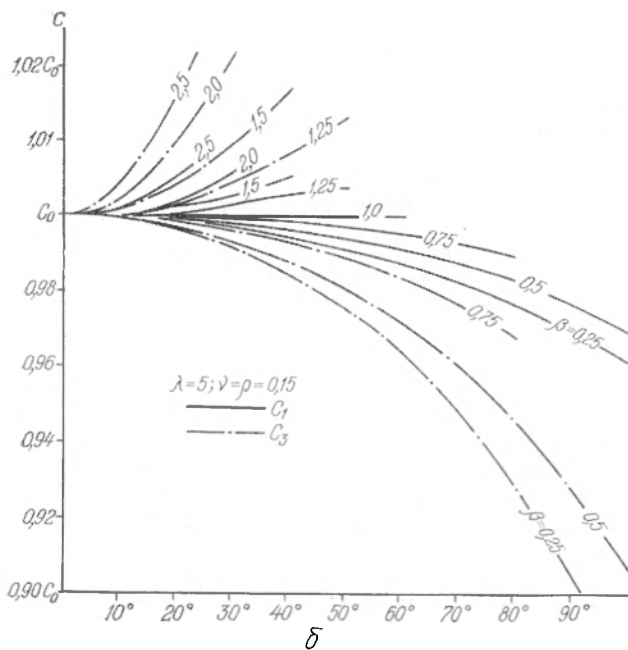
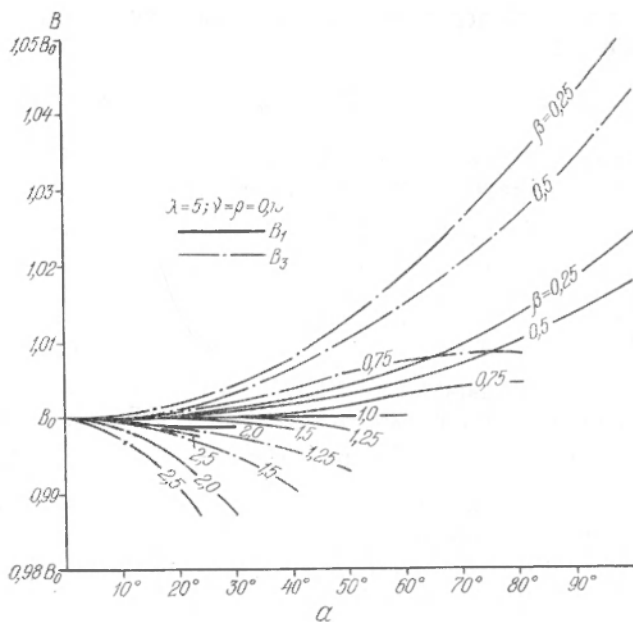


Рис. 4. Графіки залежності констант синтезованого закону від кутового розмаху веденої ланки  $\chi_{\Sigma}$ : а — залежність константи піка швидкості  $B$  від  $\chi_{\Sigma}$ ; б — залежність константи піка прискорень  $C$  від  $\chi_{\Sigma}$ .

Константа  $C_3 = c_{k_3 \max}$  при  $k_3 = 1$

$$C_3 = \frac{2\pi^2 \cdot (1-2\zeta)^2 \cdot (-768 \cdot n + 128 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} - 9 \cdot p \cdot \chi_{\Sigma}^2)}{768 \cdot n + 64 \cdot q \cdot \chi_{\Sigma} + p \cdot \chi_{\Sigma}^2}$$

Константи  $B_1$  і  $B_3$  при  $\beta < 1$  зі зростанням  $\chi_{\Sigma}$  збільшуються щодо  $B_0$ , а при  $\beta > 1$  — зменшуються (рис. 4); залежність констант  $C_1$  і  $C_3$  — обернена.  $B_0$  і  $C_0$  — константи піка швидкості і прискорень для гармонійного закону руху «К».

Розрахунок констант піка швидкостей  $B$  і прискорень  $C$  проводили для всіх значень  $\beta$  і  $\lambda$ , що вказані в таблиці, при дев'яти можливих комбінаціях значень  $q$  і  $v$ , які приймали  $\rho = 0,05; 0,15; 0,3; v = 0,05; 0,15; 0,3$ .

Узагальнення накопичених розрахункових даних дало змогу встановити, що навіть при максимально допустимих кутах розмаху веденої ланки  $\chi_{\Sigma} = 100^\circ$ , де значно більша нелінійність системи, значення константи  $B$  відрізняються між собою, при зміні  $\lambda$ ,  $\rho$  і  $v$  у вказаних межах, на 0,6%, а константи  $C$  — на 1,5%.

Таким чином, на базі диференціального рівняння (1) синтезовано закон періодичного руху веденої ланки  $KBM$  з  $PP$ , виведено залежності для інваріантів переміщень  $a_k$ , швидкостей  $b_k$ , прискорень  $c_k$ , кінетичної потужності  $d_k$ .

Проведено параметричні дослідження періоду коливань та кінематичних констант синтезованого закону.

Встановлено, що зміна величин безрозмірних параметрів  $\lambda$ ,  $q$  і  $v$  при постійних значеннях  $\beta$  практично не впливає на константи піка швидкості  $B$  і піка прискорень  $C$  синтезованого закону періодичного руху веденої ланки.

При значеннях  $0,75 \leq \beta \leq 1,25$  період коливань  $T_2$  і константи  $B$ ,  $C$  незначно відрізняються від  $T_0$ ,  $B_0$ ,  $C_0$ , закон руху веденої ланки  $KBM$  з  $PP$  з невеликою похибкою можна вважати гармонійним.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Физматгиз, 1963.
2. Главацкий А. С. Вопросы оптимизации синтеза кулачково-рычажных механизмов. Автореф. канд. дис., Львов, 1968.
3. Тир К. В. Механика полиграфических автоматов. М., «Книга», 1965.
4. Тимошенко С. П. Колебания в инженерном деле. М., «Наука», 1967.

О. О. BILETSKY

## PARAMETRIC INVESTIGATION OF CAMLEVER MECHANISMS WITH THE ARRANGEMENT FOR EXCERPTION OF CLEARANCES AND BALANCING SURPLUS MOMENTS

### Summary

On the basis of the differential equation the law of periodical motion of the known link of cam-lever mechanism with unloading arrangements is synthesized. The parametric analytical investigation of the synthesizing law is given.