

УДК 681.62.067

В.П. Дідич**КОЛИВАННЯ В МЕХАНІЗМІ ПРОКОЛЮВАЛЬНИХ
ГОЛОК РУЛОННОЇ ДРУКАРСЬКОЇ МАШИНИ**

У статті [2] повідомляється про виявлене в процесі експериментів характерне (хвилястоподібне) спрацювання робочих профілів пазового кулачка механізму проколювальних голок фальцювального апарата типу ГАУ. Висловлюється припущення про коливальний характер процесу переміщення ролика в пазові кулачка на ділянці висування голок поза межі подавального циліндра і, особливо, під час їх заховування. Зроблена спроба пояснити ці явища на прикладі вищезгаданого механізму.

Проведений нами силовий аналіз показав превалюючий вплив у механізмі інерційних навантажень від маси механізму. Інші зусилля: відцентрові, від транспортування паперової стрічки, тертя та гравітаційні – становлять заледве 10 % інерційного. Тому при наявності між роликом і кулачком неминучого зазору, незалежно від закону періодичного руху, зміна напрямку дії цього зусилля супроводжується переходом ролика від контакту з одним профілем до протилежного. Характер подальшого руху ролика визначається величиною зазору, швидкоплинністю процесу, масою механізму, механічними властивостями матеріалів ролика і кулачка тощо.

Складено перехідну і розрахункову динамічні моделі механізму (рис. 1). На першій з них (а) пазовий кулачок зображений як нерухома станина C_m і безмасові напрямки H , між ними розташовані пружини P , які відображають зведену жорсткість ролика, коромисла і кулачка.

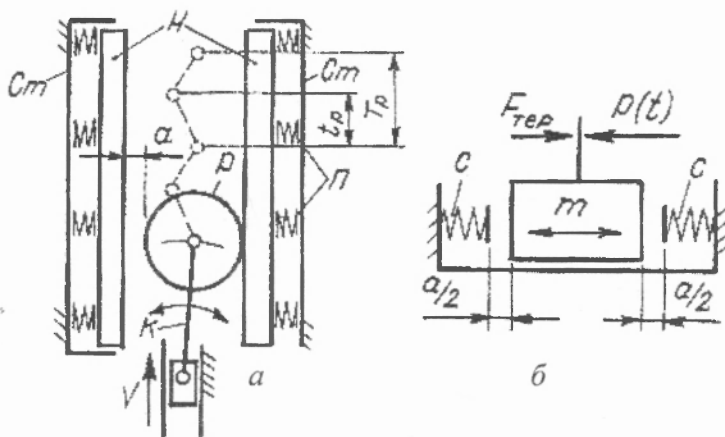


Рис. 1. Динамічні моделі механізму з пазовим кулачком:
а) перехідна; б) розрахункова

Переходячи від величин, які відповідають коливному рухові, до величин, властивих поступальному рухові, більш зручному при дослідженні коливних процесів, подамо відповідну динамічну модель (рис. 1.б), де a – зазор між масою m і пружиною c ; m – маса механізму, зведена до центра ролика; $P(t)$ – збуджуюче зусилля; $F_{тер}$ – сила тертя, стала за величиною, яка є сумою вищеперерахованих навантажень, окрім сил інерції. Диференціальне рівняння руху такої системи із сухим тертям при $x > a$

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + c(x - a) - F_{тер} = P(t), \quad (1)$$

де x -- переміщення маси m .

Щоб розв'язати це рівняння, потрібно встановити характер дії сили $P(t)$. З викладеного в попередньому пункті випливає, що на фазовому куті вистювання у механізмі діють відносно невеликі і близькі до сталих за характером зусилля. На фазових кутах віддалення і наближення діють знакозмінні і значні за величиною інерційні навантаження. З цих міркувань коливний процес у механізмі слід розглянути на фазі віддалення.

Характер руху маси m на початку розглядуваної фази визначиться контактом ролика з профілем кулачка: ближнім чи дальнім. Так, якщо під дією зусиль, які виникають на фазі вистоявання, ролик у розглядуваний момент контактує з ближнім профілем, то сила P_{in} на ділянці розбігу продовжує притискати ролик до цього ж профілю. При зміні напрямку дії сумарного моменту ролик переходить до контакту з протилежним (дальнім) профілем і викликаний цим перехідний удар зумовлює появу ударно-коливного стану.

Якщо ж на початку кута віддалення ролик контактував з дальнім профілем, то під дією сумарного моменту відбувається супроводжуваний ударом перехід ролика до контакту з ближнім профілем і в системі, ймовірно, виникає, як і в попередньому випадку, ударно-коливний стан.

Оскільки, як показано вище, $|P_{in}| > |F_{мер}|$, то, вважаючи праву частину рівняння (1) рівною $P_{in,max} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$, його можна подати у вигляді

$$d^2x/dt^2 + p^2 \cdot (x - a) - F_{мер}/m = (P_{in,max} \cdot \cos(\omega t + \varphi))/m, \quad (2)$$

де ω – кутова частота дії зусилля P_{in} ; φ – зміщення фаз між максимумами сили і переміщення.

Зазначимо, що в лінійних системах (саме такою можна вважати досліджувану систему на ділянці розбігу) без тертя при гармонійному збудженні в реальній системі встановлюються [1] стаціонарні коливання з частотою збудження. При цьому зазор a між масою m (див. рис. 1,б) та, наприклад, правою пружиною c вибраний і рух на цій ділянці супроводжується її деформацією. Тому диференціальне рівняння руху набуває вигляду

$$d^2x/dt^2 + p \cdot x - F_{мер}/m = (P_{in,max} \cdot \cos(\omega t + \varphi))/m, \quad (3)$$

а його розв'язок

$$x = A \cdot \cos pt + B \cdot \sin pt + b + A_0 \cdot \beta \cdot \cos(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

Тут $A_0 = P_{in,max}/c$ – рівноважна амплітуда, рівна статичній деформації пружини c амплітудною силою $P_{in,max}$; $\beta = (1 - \omega^2/p^2)^{-1}$ – коефіцієнт динамічності; $b = F_{мер}/c$.

Швидкість руху

$$dx/dt = -A \cdot p \cdot \sin pt + B \cdot p \cdot \cos pt - A_0 \cdot \omega \cdot \beta \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (5)$$

Якщо взяти за початок відліку часу ($t = 0$) момент максимальної деформації правої пружини, то $x = A_1$ $dx/dt = 0$ і

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= A + A_0 \cdot \beta \cdot \cos \varphi \\ 0 &= B \cdot p - A_0 \cdot \omega \cdot \beta \cdot \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Оскільки з рівняння (6) неможливо визначити невідомі A , B , A_1 і φ то ще дві умови можна отримати при $t = \pi/\omega$. Тоді $x = -A$, $dx/dt = 0$ і

$$\left. \begin{aligned} -A_1 &= A \cdot \cos \rho + B \cdot \sin \rho + b + A_0 \cdot \beta \cdot \cos \varphi \\ 0 &= -A \cdot p \cdot \sin \rho + B \cdot p \cdot \cos \rho + A_0 \cdot \omega \cdot \beta \cdot \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

де $\rho = \pi \cdot p/\omega$.

Склавши почленно рівняння (6) і (7), визначимо сталі $A = -b$, $B = -b \cdot \operatorname{tg}(\rho/2)$,

$$\varphi = \arccos \sqrt{1 - \left(\frac{b \cdot p \cdot \operatorname{tg} \rho}{A_0 \cdot \beta \cdot \omega} \right)^2},$$

$$A_1 = \beta \cdot \sqrt{A_0^2 - \left(\frac{b \cdot p}{\pi \cdot \beta} \cdot \operatorname{tg} \frac{\rho}{2} \right)^2}.$$

Остаточна величина деформації пружини

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{1}{c} \left\{ F_{\text{мер}} \left(1 - \cos pt - \operatorname{tg} \frac{\pi \omega}{2p} \cdot \sin pt \right) + \right. \\ &\left. + P_{\text{ин.макс}} \cdot \beta \cdot \cos \left(\omega t + \arccos \sqrt{1 - \left(\frac{F_{\text{мер}} \cdot \rho \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi \cdot \rho}{2 \cdot \omega}}{P_{\text{ин.макс}} \cdot \omega \cdot \beta} \right)^2} \right) \right\} \quad (8) \end{aligned}$$

Коефіцієнт динамічності при $\omega \rightarrow p\beta \rightarrow \infty$. Проте, оскільки частота власних коливань $p = 2\pi / T_{\text{вн}} = 2074 \text{ с}^{-1}$ значно перевищує частоту збудження (при $n = 30000$ об/год $\omega = 628 \text{ с}^{-1}$), то небезпеки резонансу не існує.

Аналізуючи величини, які входять у формулу (8), зауважимо, що оскільки $F_{\text{тер}} < P_{\text{ін}}$, то визначальним є останній член формули, а це підтверджує зроблене вище припущення про переважаючий вплив коливань від гармонійного збудження. Зазначимо, що діапазон цих коливань поширюється на ділянку розбігу фазового кута віддалення. Для розглядуваних умов кут $\varphi = 17,51$, коефіцієнт $\beta = 1,0$, рівноважна амплітуда $A_0 = 0,136$ мм.

Після контакту з ближнім профілем ролик під дією сил інерції, вибираючи зазор, вступає в контакт з дальнім профілем. Оскільки величина зазору a відносно невелика, а швидкість руху ролика під час переходу максимальна, то його тривалість можна визначити, вважаючи рух рівномірним, через $t_{\text{заз}} = a/V$ або

$$t_{\text{заз}} = \frac{a \cdot \phi_b}{B \cdot \omega_1 \cdot \gamma_{\text{сум}} \cdot b}, \quad (9)$$

де B – константа піку швидкостей закону руху; b – довжина коромисла; ϕ_b – величина кута віддалення; ω_1 – кутова швидкість подавального циліндра; $\gamma_{\text{сум}}$ – кут розмаху коромисла.

Для розглядуваної системи $t_{\text{заз}} = 2,05 \cdot 10^{-3}$ с, а це свідчить про виникнення удару. Таким чином, після контакту ролика з дальнім профілем на ділянці вибігу фази віддалення на ролик діють сила інерції, яка притискає його до цього профілю, і ударна реакція з боку дальнього профілю кулачка, спрямована у протилежний бік. Співвідношення цих сил і визначає місце контакту ролика з відповідним профілем.

Реакцію на удар ролика до дальнього профілю кулачка можна подати як імпульсне навантаження через момент кількості руху маси і власну частоту, тобто $P_{\text{ін}} = M \cdot p$. Тоді рівняння руху маси

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + c \cdot x = P_{\text{ін, max}} \cdot \cos \omega t - M \cdot p \cdot \sin pt$$

або після ділення на m

$$\frac{dx}{dt} + p^2 \cdot x = \frac{P_{\text{ін, max}}}{m} \cdot \cos \omega t - \frac{M \cdot p}{m} \cdot \sin pt. \quad (10)$$

Загальний розв'язок лінійного неоднорідного рівняння (10) дорівнює сумі якогось частинного розв'язку x_* і загального розв'язку неоднорідного рівняння [3]:

$$x = x_* + A \cdot \cos pt + B \cdot \sin pt.$$

Частинний розв'язок можна подати у вигляді

$$x_* = -\frac{P_{in,max}}{m \cdot \omega^2} \cdot \cos \omega t - \frac{M}{m \cdot p} \cdot \sin pt,$$

а загальний як

$$x = A \cdot \cos pt + B \cdot \sin pt - \frac{P_{in,max}}{m \cdot \omega^2} \cdot \cos \omega t - \frac{M}{m \cdot p} \cdot \sin pt. \quad (11)$$

Швидкість

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = & -p \cdot A \cdot \sin pt + p \cdot B \cdot \cos pt + \frac{P_{in,max}}{m \cdot \omega^2} \cdot \omega \cdot \sin \omega t + \\ & + \frac{M}{m \cdot p} p \cdot \cos pt + \frac{M}{m \cdot p} p \cdot \cos pt. \end{aligned} \quad (12)$$

Якщо вважати, що при $t = 0$ $x = x_{max}$ і $dx/dt = 0$, то з (11) і (12) $B = -M/(p \cdot m)$ і $A = x_{max} + P/(m \cdot \omega^2)$. Оскільки, як було показано вище, $\beta = x_{max}/A_0$, а $A_0 = P_{in,max}/(m \cdot p^2)$ і при $\omega = 628 \text{ с}^{-1}$ $\beta = 1,1$, то

$$\begin{aligned} A = & -\frac{P_{in,max}}{m} \left(\frac{\beta}{p^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) \text{ і} \\ x = & -\frac{P_{in,max}}{m} \cdot \left(\frac{\beta}{p^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) \cdot \cos pt - \frac{P_{in,max}}{m \cdot \omega^2} \cdot \cos \omega t. \end{aligned} \quad (13)$$

Перший член рівняння (13) описує коливний процес на власній частоті системи, а другий – на частоті сили збудження. Через те що на даному фазовому куті $\omega < p$, то визначальним тут є перший з них.

Підтверджують цей висновок фрагменти осцилограм (див. рис. 2), одержаних на експериментальному, описаному в [2], стенді. На першій з них (а) пунктирною лінією показано зміну $M_{in} = f(\varphi)$, відмічено відносну тривалість фазових кутів віддалення і наближення $t_{фкс}$, а також період властивих коливань T_{en} системи.

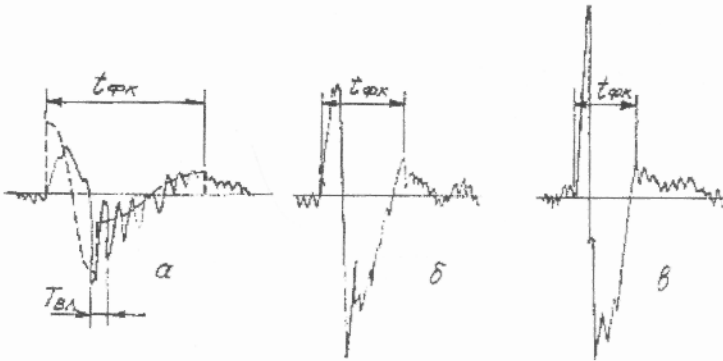


Рис. 2. Фрагменти типових осцилограм запису крутних моментів на валу коромисла при швидкостях (тис. об/год) формного циліндра: а) 18,6; б) 32,8; в) 45,3

На порівняно невеликій швидкості (18600 об/год, фрагмент а) коливний процес достатньо упорядкований, тому найбільш придатний для вивчення. Зокрема, після входження ролика на ділянку вибігу він відривається від ближнього профілю і, ударяючись об дальній, “входить” в ударно-коливний стан. Проте, оскільки сила збудження в кінці цієї ділянки істотно (в чотири рази) зменшується, вимушені коливання під дією зазначеної сили проявляються мало. Однак коливання на власній частоті з періодом $T_{вл}$, збуджені силою інерції, плавно затухаючи, охоплюють практично всю фазу наближення.

Деяке зміщення максимумів сили і переміщення, яке спостерігається на цій та інших осцилограмах, можна пояснити не врахованим, з метою спрощення математичного опису при складанні рівняння (10), кутом зміщення фаз.

При роботі на більших швидкостях (фрагменти б і в), окрім зростання збуджуючої сили, спостерігається певне придушення коливань на власній частоті, і спричиняють таке явище коливання з великою амплітудою на частоті збудження. Поза межами фазових кутів φ_v і φ_n коливання мають невелику амплітуду і носять переважно частоту власних.

Таким чином, аналіз коливного процесу показує, що коливання системи проходять на власній частоті і збудником їх є

динамічне навантаження від маси механізму та зазор. При роботі машини в усталеному режимі в місцях ударяння ролика об профілі кулачків останні спрацьовуються. При цьому крок точок центра ролика t_p (див. рис. 1,а) визначається періодом власних коливань системи і швидкістю руху ролика

$$t_p = V \cdot T_{вл},$$

де $V \approx \omega l \cdot l$ (див. рис. 1).

Крок між місцями контакту на однойменних профілях T_p приблизно однаковий і складає $T_p = 2t_p$. При різних режимах роботи характер спрацювання кулачка може бути не упорядкованим. Наприклад, при роботі агрегата ГАУ здебільшого на швидкості 18000 об/год крок $T_p = 30$ мм.

Таким чином, оскільки експлуатаційні швидкості машин, як і інерційні навантаження існуючих у них циклових механізмів, неухильно зростають, а наявність зазору в механізмі з пазовим кулачком кінематично необхідна, то використання таких кулачків у рулонних друкарських машинах не доцільне.

1. Видерман В.Л. Теория механических колебаний. М., 1980. 2. Дидич В.П. Причины износа механизма графеек в фальцаппарате газетного агрегата // Полиграфия. 1984, № 9. С. 31–32. 3. Дідич В.П. Циліндрова група та циклові механізми фальцапаратів рулонних друкарських машин. Львів: УАД, 1997. 126 с.

Стаття надійшла до редколегії 30.01.98