

Н. Я. ТОҚАРЬ, А. Д. КРИОНИ, А. Г. ДАНҒЯН

О ДИНАМИКЕ ОПОРЫ ЭКСЦЕНТРИКОВЫХ НАСОСОВ

Создание высокоэффективных эксцентрикковых насосов в значительной мере зависит от умения проектировать опорную часть плунжера (рис. 1). Сложность задачи состоит в том, что опора работает при нестационарных скоростях движения несущей поверхности и весьма высоких нагрузках. Особенности кинематики опоры таковы, что необходимо получить новое уравнение Рейнольдса, которое следует решить с учетом особенности в области подвода смазки высокого давления. Высокие удельные нагрузки на опору — с одной стороны и близость опоры подплунжерного пространства — с другой, обусловили гидродинамичность задачи. При этом выбор положения области подвода масла не очевиден. Так, центральное расположение этой области, достигнутое сравнительно небольшими скоростями перемещения несущей поверхности часто создает отрицательный эффект из-за дополнительного перекашивания плунжера, обусловленного гидростатическими составляющими. Ниже излагается решение задачи о кинематике и гидродинамике узла в изотермической постановке. Последнее предположение вполне оправдано, т. к. перегревы смазочного вещества в опоре при нормальной ее работе весьма малы.

С учетом сравнительно небольших скоростей переходных процессов, уравнения движения смазки в слое между опорной поверхностью и эксцентриком и уравнение непрерывности в подвижной системе координат XOY (рис. 2), связанной с поверхностью эксцентрика, имеют вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial z}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial z}; \quad \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

где $\varphi = \frac{X}{R_0}$, $y = \frac{Y}{b}$, $z = \frac{Z}{R_0}$ — безразмерные координаты точки слоя, φ — мгновенное значение угла, отсчитываемого от горизонтали (рис. 2), X, Y, Z — координаты; R_0 — радиус эксцентрика; $\lambda = R_1 - R_0$ — радиальный зазор; R_1 — радиус расточки опорной поверхности.

$u = \frac{U}{\omega R_0}$, $v = \frac{V}{\omega b}$, $w = \frac{W}{\omega R_0}$ — безразмерные скорости; U, V, W —

оставляющие скорости в направлениях X, Y, Z ; $p = \frac{P_0}{\rho \omega R_0}$ — безразмерное давление смазки; P — давление, $\delta = \frac{h}{R_0}$ — относительный зазор; ρ — коэффициент абсолютной вязкости; ω — угловая частота вращения эксцентрика.

Вид по А.

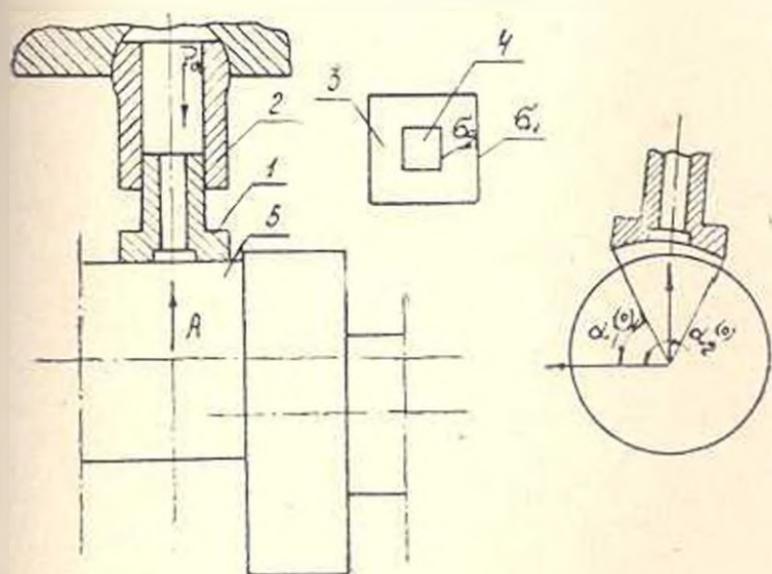


Рис. 1. Основные элементы эксцентрикового насоса: 1 — плунжер; 2 — цилиндр со сферической опорой; 3 — опорная поверхность; 4 — область подвода смазки высокого давления; 5 — вал.

В инерциальной системе координат $X_1O_1Y_1$ (рис. 2) скорость произвольной точки эксцентрика равна $U_0 = \omega R$, где R — переменный радиус, а скорость произвольной точки опорной поверхности — $\vec{U}_2 = \vec{U}_1 + \vec{U}_3$, где $U_1 = \omega_1 R_2$ — скорость вращения плунжера вокруг центра вращения B (рис. 2); $\omega_1 = \frac{ds}{dt}$ — угловая скорость этого вращения; $U_3 = \frac{dO_2B}{dt}$ — поступательная скорость вдоль оси плунжера; t — время. Здесь O_2 — центр расточки опорной поверхности плунжера; φ — угол, образуемый осью плунжера O_2B и линией центров O_1B ; R_2 — переменный радиус (рис. 2). Проектируя скорости U_0 и U_2 на оси X и Y системы XOY , будем иметь

$$\begin{aligned}
 U_{0X} &= U_0 \cos \gamma, & U_{2X} &= -U_1 \cos \varphi_1 - U_3 \cos (\varphi - \alpha), \\
 U_{0Y} &= U_0 \sin \gamma, & U_{2Y} &= U_1 \sin \varphi_1 - U_3 \sin (\varphi - \alpha).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

где $\alpha = \varphi_2 - \varphi_1$, а углы $\gamma, \varphi_1, \varphi_2$ и φ_3 обозначены на рис. 2.

$$N_1 = Sh [\sin(\varphi_2 - \varphi_0) \sin(\varphi - \alpha) - \cos(\varphi_2 - \varphi_0) \cos(\varphi - \alpha)];$$

$$N_2 = -\gamma Sh [\cos(\varphi_2 - \varphi_0) \sin(\varphi - \alpha) + \sin(\varphi_2 - \varphi_0) \cos(\varphi - \alpha)];$$

$$N_3 = \frac{e}{\delta} \left\{ Sh [\lambda \varphi_2 \cos(\varphi - \varphi_0) - \lambda \sin(\varphi - \alpha)] - \cos(\varphi - \beta) \right\};$$

$$\varphi_2 = \arctg \frac{\sin \beta}{e_2 + \cos \beta}; \quad \varphi_3 = \arctg \frac{\gamma \delta \cos(\varphi_2 - \varphi_0)}{e_1 - \gamma \delta \sin(\varphi_2 - \varphi_0)};$$

$$\lambda = \sqrt{1 + e_2^2 + 2e_2 \cos \beta}; \quad \beta = 2\pi t;$$

$$\varphi_2 = \frac{1 + e_2 \cos \beta}{1 + e_2^2 + 2e_2 \cos \beta} \beta; \quad \dot{\varphi}_2 = -\frac{e_2 \sin \beta}{\lambda} \dot{\beta}.$$

С учетом малости δ , угол $\varphi_1 \approx 0$; точками обозначены производные по безразмерному времени $t = \frac{\tau}{T}$; T — период вращения эксцентрика;

$Sh = \frac{1}{\omega T}$ — число Струхала; $h = \frac{H}{\delta}$ — безразмерная толщина сма-

зывающего слоя; $e = \frac{E}{R_0}$; $e_2 = \frac{E_2}{E}$; $\lambda = \frac{O_2 B}{E}$; $E = O_1 O_2$ — эксцентриситет; $E_2 = O_1 B$, E и E_1 — заданные величины.

Решая первое и третье уравнения системы (1) при условиях (4), получим

$$u = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial p}{\partial \varphi} (y^2 - hy) - \frac{y}{h} M(\varphi), \quad w = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} (y^2 - hy). \quad (5)$$

Подставив их в уравнение неразрывности и проинтегрировав его по толщине слоя с учетом (4), получим уравнение Рейнольдса

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k^3 \frac{\partial p}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = f(t, \varphi), \quad (6)$$

где

$$f(t, \varphi) = f_1 \dot{\gamma} + f_2 \dot{\varphi}_0 + f_3; \quad f_1 = 12N_1; \quad f_2 = 6(2 - \gamma h Sh)N_2; \\ f_3 = 6[2N_3 + \gamma \sin(\varphi - \varphi_0)M(\varphi)].$$

Введем в (6) замену $p = h^{-3} \Pi$. Тогда уравнение Рейнольдса приобретает вид

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + D\Pi = D_1 \dot{\gamma} + D_2 \dot{\varphi}_0 + D_3, \quad (7)$$

где

$$D = \frac{3}{4k^2} (3k^2 - 4k + 1 - \gamma^2); \quad D_k = k^{-3} f_k, \quad k = 1, 2, 3.$$

Решение (7) будем отыскивать в виде

$$P = \gamma \Pi_1 + z_0 \Pi_2 + \Pi_3. \quad (8)$$

Функции Π_k ($k = 1, 2, 3$) находим из уравнений

$$\frac{\sigma^2 \Pi_k}{\partial \varphi^2} - \frac{\sigma^2 \Pi_k}{\partial z^2} - D \Pi_k = I_{Dk}. \quad (9)$$

Граничные условия для функций Π_k формулируются на основе известных значений давления смазки на внешнем контуре опорной поверхности α_1 и на контуре области подвода смазки высокого давления α_2 (рис. 1), связанной с подпленочной полостью. На контуре α_1 функция $\Pi = 0$, а на контуре $\alpha_2 - \Pi = p_0 h^{1/2}$, где $p_0 = \frac{P \gamma^2}{\mu \omega}$; P — давление в области подвода смазки, являющееся заданной функцией от времени. Поэтому $\Pi_k = 0$ на контуре α_1 , $\Pi_1 = \Pi_2 = 0$ и $\Pi_3 = p_0 h^{1/2}$ на контуре α_2 .

Представив (9) в виде конечных разностей, получим

$$\Pi_k^{i,j} = \frac{2}{D - 2 \left(\frac{1}{\Delta \varphi^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right)} \left[D \Pi_k - \frac{1}{\Delta \varphi^2} (\Pi_k^{i+1,j} + \Pi_k^{i-1,j}) - \frac{1}{\Delta z^2} (\Pi_k^{i,j+1} + \Pi_k^{i,j-1}) \right]. \quad (10)$$

Здесь $\Delta \varphi$, Δz — шаг сетки; i, j — номера узлов сетки.

Система уравнений (10) решалась методом Зейделя [1]. Итерационный процесс продолжался до выполнения неравенства

$$\frac{\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=1}^{M-1} |(\Pi_k^{i,j})^{n+1} - (\Pi_k^{i,j})^n|}{\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=1}^{M-1} |(\Pi_k^{i,j})^{n+1}|} \ll \varepsilon,$$

где N, M — число узлов в направлениях φ и z ; n — номер итерации; ε — заданная точность.

Проекции безразмерной несущей способности на линию центров χ и сй перпендикулярную φ_0 определяются формулами

$$p_x = \int_{-a}^a \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} p \cos(\varphi - \varphi_0) d\varphi dz, \quad p_y = \int_{-a}^a \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} p \sin(\varphi - \varphi_0) d\varphi dz, \quad (11)$$

где $a = \frac{b}{2R_0}$ — ширина опорной поверхности, а углы α_1, α_2 определяют подвижные границы этой поверхности в окружном направлении.

С конструктивными углами установки $\alpha_1^{(0)}$ и $\alpha_2^{(0)}$ (рис. 1) они связаны соотношениями

$$\alpha_1 = \alpha_1^{(0)} + \varphi_2, \quad \alpha_2 = \alpha_2^{(0)} + \varphi_2.$$

Подставив (8) в (11), получим

$$p_1 = a_1 \gamma + a_2 \varphi_0 + a_3, \quad p_2 = b_1 \gamma + b_2 \varphi_0 + b_3, \quad (12)$$

$$a_1 = \int_{-a}^a \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} h^{-2} \Pi_k \cos(\varphi - \varphi_0) d\varphi dz, \quad b_k = \int_{-a}^a \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} h^{-2} \Pi_k \sin(\varphi - \varphi_0) d\varphi dz.$$

Имея в виду, что при скоростях движения современных плунжерных насосов вполне допустимо пренебрегать инерцией масс вала и прилегающих масс, сравнительно с гидродинамическими силами реакции слоя и нагрузками движения, уравнения движения плунжера в координатах на оси χ и φ_0 (рис. 2) будут

$$p_1 - f \cos \Omega = 0, \quad p_2 - f \sin \Omega = 0, \quad (13)$$

где, $f = \frac{F_2^2}{\mu_0 R_0^2}$; F — нагрузка на опору; $\Omega = \frac{\pi}{2} + \alpha - \varphi_0$ — угол нагрузки.

Подставив (12) в (13), получим

$$\gamma = \frac{b_2 F_1 - a_2 F_2}{a_1 b_2 - a_2 b_1}, \quad \varphi_0 = \frac{a_1 F_2 - b_1 F_1}{a_1 b_2 - a_2 b_1}, \quad (14)$$

где

$$F_1 = -a_3 - f \sin(\alpha - \varphi_0); \quad F_2 = -b_3 + f \cos(\alpha - \varphi_0).$$

Система (14) решалась по методу Эйлера [1] при начальных условиях

$$\gamma = \varphi_0 = 0 \quad \text{при } t = 0,$$

т.е. предполагалось, что нестационарному процессу предшествует стационарный процесс смазки.

Безразмерные расходы масла и моменты трения определяются формулами

$$q_2 = -\frac{1}{6} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} h^2 \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=a} d\varphi,$$

$$q_1 = -\frac{h^3}{6} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \Big|_{z=a_1} dz + a [hM(\varphi)] \Big|_{\varphi=\alpha_2},$$

$$q_2 = -\frac{h^3}{6} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \Big|_{z=a_2} dz + a [hM(\varphi)] \Big|_{\varphi=\alpha_1}.$$

$$m = -ap_0 h |_{x_1}^{x_2} + \frac{\gamma}{2} p_{\tau_0} + 2a \int_{x_1}^{x_2} \frac{M(\tau)}{b} d\tau.$$

$$q = q_2 + q_1 + q_3.$$

где $q_1 = \frac{Q_1}{\omega \Delta R_0^2}$; $q_2 = \frac{Q_2}{\omega \Delta R_0^2}$; $q_3 = \frac{Q_3}{\omega \Delta R_0^2}$; $m = \frac{M \Delta}{\mu \omega R_0^3}$; Q_1 — боковой расход смазки; Q_2 — расход смазки со стороны входа на несущую поверхность; Q_3 — расход смазки со стороны выхода с нее; M — момент сил трения на опорной поверхности; q — безразмерный расход смазки высокого давления.

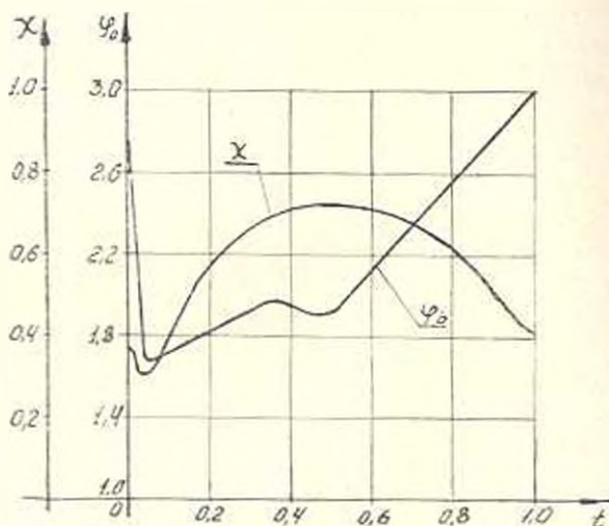


Рис. 4. Зависимость координат, характеризующих траекторию центра опорной поверхности, от времени.

На рис. 3 изображены координаты центра опорной поверхности плунжера эксцентрикового насоса ИР-Ф 400/500, характеризующую его траекторию и определяющие наименьшее значение минимальной толщины пленки. Безразмерные моменты трения m и расходы масла высокого давления q от времени приведены на рис. 4.

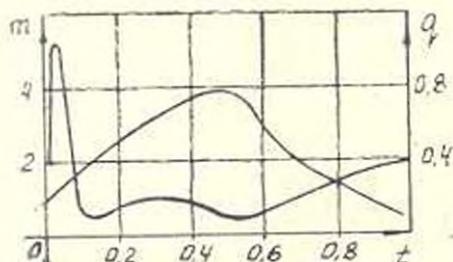


Рис. 4. Зависимость безразмерных моментов трения и расхода масла от времени.

Расчет показал, что при наличии области подвода смазки высоко-
напряжения, составляющей 10% от площади опорной поверхности, наи-
высшее значение толщины пленки возросло почти на 40% по сравне-
нию с гладкой несущей поверхностью.

ННС

Поступило 23.V.1978

Բ. ՅԱ. ՏՈՒՐԸ, Ա. Փ. ԿՐԻՍՏԻ, Ա. Փ. ԳԱՆՅԱՆ

ԱՐՏԱԿԵՆՏՐՈՆ, ԳՈՄՊՈՆԵՐԻ ՀԵՆԱՐԱՆԻ ԳԻՆԱՄԵՐՈՒՄԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկվում է շառավղա-միտոցային արտակենտրոն պոմպի սկզմնա-
տային առանցքակալի (պոմպի կրկնակալ) վերարերջալ հիդրոդինամիկական
կարգը իզոթերմիկ դրվածքով, Եզրային պայմանները ձևակերպվում են՝
պոմպի առնելով հենարանի կինեմատիկան, Բեյցնոլդսի համասարումների դուրս
բերման ժամանակ, հաշվի է առնվել չուղի արումը բարձր ճնշման տիրույթից:
Շարադրվում է նշված հենարանի հաշվման մեթոդը հանգույցի աշխա-
տանքի լկայունացված ուժիմի դեպքում: Բերված են առաջարկված մեթոդով
հաշվի վրա հաշվման արդյունքները, որոնք ցույց են տալիս բարձր ճնշմամբ
պոմպի արման տիրույթի էական ազդեցությունը հենարանի հիմնական պարա-
մետրերի վրա:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Берлин И. С., Жидков И. П. Методы вычисления, т. II, М., Физматгиз, 1962.