Обозначив параметры подшипника В32109Б индексом «м», (модельный), а интересующего нас — индексом «н» (натурный), можно записать, что если

$$\frac{p_{пр_н}}{\delta_н} = \frac{p_{пр_м}}{\delta_м}; \tag{9}$$

$$\frac{q_н}{V_н} = \frac{q_м}{V_м}; \tag{10}$$

$$\frac{\mu_н \cdot V_н \cdot \delta_н}{R^0_{ст_н}} = \frac{\mu_м \cdot V_м \cdot \delta_м}{R^0_{ст_м}}, \tag{11}$$

то справедливо равенство

$$\frac{P^0_{g_н}}{R^0_{ст_н}} = \frac{P^0_{g_м}}{R^0_{ст_м}}. \tag{12}$$

Для обеспечения равенств (9), (10) и (11) необходимо, чтобы $\delta_м = 0{,}429\delta_н$ и $\mu_м = 2{,}329\ \mu_н$. Подставив значения параметров с индексом «м» в уравнение регрессии (1), можно рассчитать $P^0{}_{g_м}$ эквивалентного режима, для которого справедливо равенство (12), отсюда можно найти $P^0{}_{g_н}$.

Применение теории подобия в данном случае позволяет значительно упростить экспериментальные исследования и применять формулу (1) для подобных подшипниковых узлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адлер Ю. П. Введение в планирование эксперимента. М., «Металлургия». 1969.
2. Налимов В. В. и др. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. М., «Наука», 1965.
3. Алабужев П. М. и др. Теория подобия и размерностей. Моделирование. М., «Высшая школа», 1968.

Н. В. ФРОЛОВ, Б. С. ЦФАС

ДАВЛЕНИЯ И ТРЕНИЕ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ПАРЕ, РАВНОМЕРНО НАГРУЖЕННОЙ ПО ДЛИНЕ

Строгие решения задачи о давлениях и трении во вращательной цилиндрической паре с малым зазором, нагруженной равномерно по всей длине, осуществляются с помощью теории, разработанной И. Я. Штаерманом [1, 2]. Характеризуются они значительной сложностью и трудоемкостью. В работах [3, 4, 5] приводятся приближенные, менее точные, но более простые решения.

Однако все такие решения, строгие и приближенные, исходят из неправильной предпосылки, заключающейся в принятии симметричной эпюры нормальных давлений в поперечном сечении работающей пары, одинаковой для неподвижного и вращающегося шипа (рис. 1).

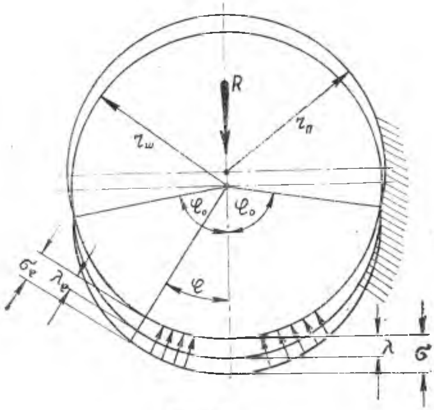

Рис. 1

В действительности во время работы вращательной пары эпюра нормальных давлений в ее поперечном сечении несимметрична. Учитывая столь существенное обстоятельство и исходя из простейших допущений, найдем приближенное, несложное, но достаточное по точности для многих практических расчетов, решение задачи о нормальных давлениях и трении в работающей вращательной цилиндрической паре, несущей поперечную нагрузку, равномерно распределенную по длине пары. За исходное для такой неподвижной пары примем простейшее решение [4, 5]), согласно которому радиальная нагрузка вызывает в поперечном сечении пары симметрично распределенные нормальные давления σ_φ и нормальные контактные деформации λ_φ, распределенные по законам (рис. 1):

$$\sigma_\varphi = \sigma \cdot \cos \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0}; \qquad (1)$$

$$\lambda_\varphi = \lambda \cdot \cos \frac{\pi\varphi}{2\varphi_0}, \qquad (2)$$

причем связь между σ_φ и λ_φ для точки контакта при текущей координате φ выражается по Винклеру,

$$\sigma_\varphi = \kappa_1 \cdot \lambda_\varphi, \qquad (3)$$

где φ_0 — половина угла контакта пары, шипа и подшипника;

σ и λ — максимальные значения σ_φ и λ_φ при $\varphi = 0$;

κ_1 — коэффициент жесткости контакта пары, шипа и подшипника, в *кГ/мм*^{3}.

Кроме того, на рис. 1 обозначены:

R — полная радиальная нагрузка в паре,

$r_п$ и $r_ш$ — радиусы элементов пары, отверстия подшипника и рабочей поверхности шипа.

Во время вращения шипа в подшипнике, пусть такое вращение направлено в сторону вращения часовой стрелки, контакт шипа и подшипника можно разделить на два разных по характеру работы участка. На первом из них, входном, контактные деформации в точках поверхности шипа увеличиваются. На втором, выходном, такие деформации убывают. Оба явления носят динамический характер.

Динамичность роста деформаций λ_φ на входном участке приводит также к динамическим, увеличенным давлениям σ_φ в точках этого участка. Напротив, динамическое уменьшение деформаций λ^φ на выходном участке сопровождается запаздыванием восстановления здесь начальной, цилиндрической формы шипа и приводит к понижению давлений σ_φ, так учитывая в общих чертах динамические нагружение и разгрузку материала шипа во время его вращения в подшипнике, можно представить работу вращательной пары.

Основываясь на этом, базирующемся на реальности, представлении, следует для случая вращения шипа признать недействительными предыдущие уравнения (1), (2) и (3). Вместо них должны быть приняты новые зависимости, соответствующие такому представлению, например, следующие:

для входного участка

$$\sigma_\varphi = \kappa_1 \cdot \lambda_\varphi + \kappa_2 \left| \frac{d\lambda_\varphi}{dt} \right| ; \tag{4}$$

для выходного —

$$\sigma_\varphi = \kappa_1 \cdot \lambda_\varphi - \kappa_3 \cdot \left| \frac{d\lambda_\varphi}{dt} \right| , \tag{5}$$

где

$$\frac{d\lambda_\varphi}{dt} = \omega \cdot \frac{d\lambda_\varphi}{d\varphi} \tag{6}$$

— скорость изменения контактной деформации (когда такая скорость равна нулю, при неподвижном шипе, 4-е и 5-е уравнения трансформируются в предыдущее уравнение (3) Винклера);

ω — угловая скорость шипа;

κ_2 — коэффициент динамического роста давлений (напряжений) σ_φ на входном участке контакта, *кГ·сек/мм*^{3};

κ_3 — коэффициент динамического снижения давлений σ_φ на выходном участке, *кГ·сек/мм*^{3}.

Как и в работах [4, 5], в первом приближении можно для обоих участков контакта принять за исходное предыдущее выражение (2). Тогда, уравнения (4) и (5) перепишутся так:

$$\sigma_\varphi = \lambda \cdot \left(\kappa_1 \cdot \cos\frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} + \kappa_2 \cdot \frac{\pi\omega}{2\varphi_0} \cdot \sin\frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} \right) ; \tag{4'}$$

$$\sigma_\varphi = \lambda \cdot \left(\kappa_1 \cdot \cos\frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} - \kappa_3 \frac{\pi\omega}{2\varphi_0} \cdot \sin\frac{\pi\varphi}{2\varphi_0} \right) . \tag{5'}$$

При $\omega=0$ уравнения (4′) и (5′) дают одинаковый результат $\sigma_\varphi=\kappa_1\cdot\lambda\cdot\cos\frac{\pi\varphi}{2\varphi_0}$, соответствующий выражениям (1)÷(3).

При $\varphi=0$, то есть на границе входного и выходного участков, уравнения (4′) и (5′) тоже дают одинаковый результат $\sigma_{\varphi=0}=\sigma=\kappa_1\cdot\lambda$, соответствующий выражениям (1)÷(3).

Чтобы воспользоваться уравнениями (4′) и (5′) для определения числовых значений σ_φ, в таких уравнениях должны быть известны κ_1, κ_2, κ_3, φ_0 и λ. Величины k_1, k_2 и k_3 могут быть установлены в результате соответствующих экспериментов, поэтому далее будем считать их известными. Величины φ_0 и λ определим по приближенным зависимостям, установленным в работе [5],

$$\varphi_0=\sqrt[3]{\frac{R}{l\cdot r_{\text{ш}}\cdot\kappa_1\cdot\delta}}\cdot\left(1{,}21-0{,}26\cdot\sqrt[3]{\frac{R}{l\cdot r_{\text{ш}}\cdot\kappa_1\cdot\delta}}\right); \tag{7}$$

$$\lambda=\frac{\sigma}{\kappa_1}=\frac{R}{l\cdot r_{\text{ш}}\cdot\kappa_1}\cdot\frac{\pi^2-4\varphi_0^2}{4\cdot\pi\cdot\varphi_0\cdot\cos\varphi_0}, \tag{8}$$

где, кроме вышеназванных, l — длина подшипника,

$$\delta=r_{\text{п}}-r_{\text{ш}}. \tag{9}$$

При использовании таких зависимостей для случая вращающегося шипа следует считаться с величиной трения скольжения в паре. Если оно незначительно, то корректив зависимостей (7) и (8) не требуется. Если же оно существенно, то в них вместо R следует (согласно рис. 2) ввести нормальную реакцию N, причем $N=R\cdot\cos\rho$, ρ — приведенный угол трения скольжения в паре, $\operatorname{tg}\rho=f_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент трения скольжения в паре. Однако и при высоких значениях $f_{\text{пр}}$, например, таких как 0,3, $\cos\rho$ мало отличается от 1, и можно с достаточной для практических расчетов точностью принимать $N\cong R$.

Итак, все величины, входящие в правые части уравнений (4′) и (5′), теперь можем считать известными, а сами уравнения разрешимыми относительно σ_φ.

Продолжая анализ этих уравнений, найдем:

при $\varphi=\varphi_0$ по уравнению (4′)

$$\sigma_{\varphi_0}=\kappa_2\cdot\lambda\cdot\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}, \tag{10}$$

то есть, в начальной точке входного участка контакта пары нормальное давление равно нулю при $\omega=0$ и оно тем выше, чем больше ω;

при $\varphi=\varphi_0$ по уравнению (5′) $\sigma_\varphi=-\kappa_3\cdot\lambda\cdot\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}$, то есть требуется установ-

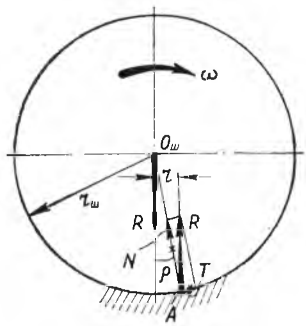

Рис. 2

вить границы значений φ, в которых это уравнение дает реальные результаты.

Для установления таких границ рассмотрим уравнение (5′) при $\varphi = \varphi_2$, когда σ_φ обращается в нуль. Получим

$$\operatorname{tg} \frac{\pi\varphi_2}{2\varphi_0} = \frac{2 \cdot \kappa_1 \cdot \varphi_0}{\pi \cdot \kappa_3 \cdot \omega} \longrightarrow \varphi_2 < \varphi_0, \tag{11}$$

откуда следует, что для уравнения (5′) $0 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_2$ и что с ростом ω φ_2 убывает.

Продолжая анализ, выясним, имеется ли максимум σ_φ на входном участке контакта. Для этого возьмем производную по φ от уравнения (4′) и приравняем ее нулю. Получим

$$\operatorname{tg} \frac{\pi\varphi_{1к}}{2\varphi_0} = \frac{\pi \cdot \kappa_2 \cdot \omega}{2 \cdot \kappa_1 \cdot \varphi_0} \longrightarrow \varphi_{1к} < \varphi_0, \tag{12}$$

где $\varphi_{1к}$ — значение φ, при котором на входном участке имеется максимум σ_φ, (чем выше ω, тем больше $\varphi_{1к}$).

Таким образом, уравнения (4′) и (5′) отвечают установленному в работе [6] сложному характеру относительного движения шипа в подшипнике при стационарном режиме их работы, то есть качению со скольжением.

Имея теперь приближенную теорию, освещающую распределение нормальных давлений в работающей вращательной цилиндрической паре, и будучи стесненными объемом настоящей статьи, не позволяющим привести в ней подробные численные примеры, ограничимся показом характерного вида эпюры таких давлений (рис. 3), базируясь только на данных одного численного примера из работы [5]. Там имелись или были определены: подшипник с бронзовым вкладышем $2r_ш = 60$ *мм*, $\delta = 0{,}3$ *мм*, $R = 3840$ *кГ*, шип стальной и шлифованный, вкладыш шабреный, $K_1 = 400$ *кГ/мм*^{3}, $\varphi_0 = 32°$, $\sigma = 2{,}4$ *кГ/мм*^{2}. Теперь определим по формуле (3) $\lambda = 0{,}006$ *мм*. Для продолжения решения необходимо знать числовые значения κ_2, κ_3 и ω. Положим, что $\omega = 62{,}8\ \frac{1}{сек}$, $\kappa_2 = 1 \frac{кГ \cdot сек}{мм^3}$, $\kappa_3 = 1 \frac{кГ \cdot сек}{мм^3}$. Тогда по формуле (11) $\varphi_2 = 24°$, по формуле (10), $\sigma_{\varphi_0} = 1{,}1$ *кГ/мм*^{2}, по формуле (12) $\varphi_{1к} = 8°30'$, по формуле (4′) $\sigma_{\varphi_{1к}} = 2{,}6$ *кГ/мм*^{2}.

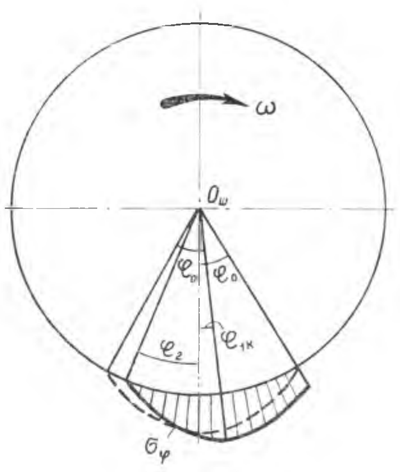

Рис. 3

По таким σ_{φ_0}, $\sigma_{\varphi_{1к}}$ σ и $\sigma_{\varphi_2} = 0$ на рис. 3 построена эпюра σ_φ.

На этом же рисунке пунктирной линией показана эпюра σ_φ для неподвижного шипа, построенная по данным вышеуказанного примера из работы [5].

Сопоставляя вышеприведенные теорию и результаты с работами [1, 2, 3, 4, 5], можно уверенно заключить, что такие теория и результаты гораздо более соответствуют фактической работе вращательной пары.

Получив возможность вычислять по уравнениям (4) и (5) давления σ_φ в работающей паре, определим момент сил трения скольжения в ней — $M_т$, приведенный угол трения скольжения в паре — ρ, приведенный коэффициент трения скольжения пары — $f_{пр}$, радиус круга трения скольжения пары — r, коэффициент трения качения пары — κ, полный приведенный коэффициент трения пары — $\varphi_{пр}$ и радиус круга трений скольжения и качения пары — $r_{с-к}$.

$$M_т = f \cdot r_ш^2 \cdot l \cdot \left(\int_0^{\varphi_0} \sigma_\varphi^* \cdot d\varphi + \int_0^{\varphi_2} \sigma_\varphi^{**} \cdot d\varphi \right), \tag{13}$$

где f — коэффициент трения скольжения в текущей точке контакта шипа и подшипника;

σ_φ^* и σ_φ^{**} — давления σ_φ соответственно по уравнениям (4′) и (5′);

$r_ш$, l, φ_0 и φ_2 — названы выше.

Решив уравнение (13), найдем

$$M_т = f \cdot r_ш^2 \cdot l \cdot \lambda \cdot \left\{ \frac{2}{\pi} \cdot \kappa_1 \cdot \varphi_0 \cdot \left(1 + \sin \frac{\pi\varphi_2}{2\varphi_0}\right) + \omega \left[\kappa_2 - \kappa_3 \cdot \left(1 - \cos \cdot \frac{\pi\varphi_2}{2\varphi_0}\right) \right] \right\}. \tag{13′}$$

Рассмотрим уравнение (13′) при $\omega = 0$. В этом случае $\varphi_2 = \varphi_0$, $f = f_н$,

$$M_т = \frac{4}{\pi} \cdot f_н \cdot r_ш^2 \cdot l \cdot \sigma \cdot \varphi_0, \tag{14}$$

где $f_н$ — коэффициент трения скольжения перед началом относительного движения в паре, тогда как в уравнении (13′);

f — кинематический коэффициент трения скольжения в паре при данной скорости скольжения $V = \omega \cdot r_ш$.

Также можем записать

$$M_т = f_{пр} \cdot R \cdot r_ш, \tag{15}$$

тогда, определив $M_т$ из уравнения (13′), найдем

$$f_{пр} = \frac{M_т}{R \cdot r_ш}, \tag{15′}$$

а далее, зная, что $f_{пр} = \operatorname{tg} \rho$, определим ρ,

$$\rho = \operatorname{arctg} f_{пр}, \tag{16}$$

и, пользуясь рис. 2, установим величину r:

$$r = r_{ш} \cdot \sin \rho. \qquad (17)$$

Чтобы определить величину коэффициента κ, предварительно необходимо найти центр давления предыдущей эпюры σ_{φ}, точку A_1, на рис. 4, координата которой равна ψ. Для этого следует рассмотреть алгебраическую сумму статических моментов всех σ_{φ} относительно точки A_1, приравняв такую сумму нулю. Соответствующее уравнение принимает вид (рис. 4):

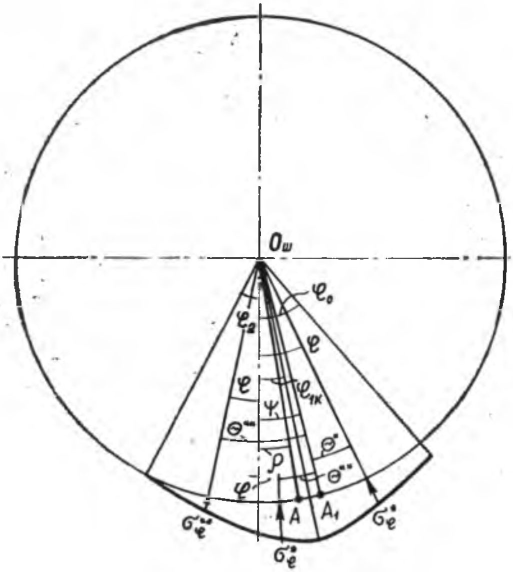

Рис. 4.

$$\int_{\psi}^{\psi+\varphi_2} \sigma_{\varphi}^{**} \cdot \sin \Theta^{**} \cdot d\Theta + \int_0^{\psi} \sigma_{\varphi}^{*} \cdot \sin \Theta^{**} \cdot d\Theta -$$

$$- \int_0^{\varphi_0-\psi} \sigma_{\varphi}^{*} \cdot \sin \Theta^{*} \cdot d\Theta = 0, \qquad (18)$$

где в 1-м интеграле имеется связь $\Theta^{**} = \psi + \varphi$, во 2-м $\Theta^{**} = \psi - \varphi$, в 3-м $\Theta^* = \varphi - \psi$.

Учитывая последнее и заменяя σ_{φ}^{**} его выражением (5′), а σ_{φ}^{*} — выражением (4′), перепишем уравнение (18):

$$\int_{\psi}^{\psi+\varphi_2} \left[\kappa_1 \cdot \cos \frac{\pi(\Theta-\psi)}{2\varphi_0} - \kappa_3 \cdot \frac{\pi\omega}{2\varphi_0} \cdot \sin \frac{\pi(\Theta-\psi)}{2\varphi_0}\right] \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta +$$

$$+ \int_0^{\psi} \left[\kappa_1 \cdot \cos \frac{\pi(\psi-\Theta)}{2\varphi_0} + \kappa_2 \cdot \frac{\pi\omega}{2\varphi_0} \cdot \sin \frac{\pi(\psi-\Theta)}{2\varphi_0}\right] \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta -$$

$$- \int_0^{\varphi_0-\psi} \left[\kappa_1 \cdot \cos \frac{\pi(\Theta+\psi)}{2\varphi_0} + \kappa_2 \cdot \frac{\pi\omega}{2\varphi_0} \cdot \sin \frac{\pi(\Theta+\psi)}{2\varphi_0}\right] \cdot \sin \Theta \cdot d\Theta = 0 \qquad (18')$$

или, после приведения каждого из интегралов к стандартной форме, взятия интегралов, разложения $\sin \psi$, $\sin \frac{\pi\psi}{2\varphi_0}$, $\cos \psi$ в ряды Маклорена, сохранения первых двух членов таких рядов и простейших преобразований,

$$\psi^3\cdot\left(B+\frac{\pi^3}{8\cdot\varphi_0^3}\cdot C\right)+\psi^2\cdot 3\cdot D-\psi\cdot 6\cdot\left(B+\frac{\pi}{2\varphi_0}\cdot C\right)-6\cdot D=0, \quad (18'')$$

где

$$B=\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}\cdot\kappa_3\cdot\left(\frac{1-\cos a\varphi_2}{a}-\frac{1-\cos b\varphi_2}{b}\right)+\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}\cdot\kappa_2\cdot\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right)\cdot\sin\varphi_0-$$

$$-\kappa_1\cdot\left(\frac{\sin a\varphi_2+\cos\varphi_0}{a}+\frac{\sin b\varphi_2+\cos\varphi_0}{b}\right); \quad (19)$$

$$C=-\frac{\pi\omega}{\varphi_0}\cdot\kappa_2\cdot\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right); \quad (20)$$

$$D=-\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}\cdot\kappa_3\cdot\left(\frac{\sin a\varphi_2}{a}-\frac{\sin b\varphi_2}{b}\right)-\frac{\pi\omega}{2\varphi_0}\cdot\kappa_2\cdot\left(\frac{1}{a}+\frac{1}{b}\right)\cdot\cos\varphi_0-$$

$$-\kappa_1\cdot\left(\frac{\cos a\varphi_2-\sin\varphi_0}{a}+\frac{\cos b\varphi_2-\sin\varphi_0}{b}\right); \quad (21)$$

$$a=1+\frac{\pi}{2\varphi_0} \quad (22); \qquad b=1-\frac{\pi}{2\varphi_0}. \quad (23)$$

Определив из уравнения (18″) величину ψ, а из уравнения (16) величину ρ, можно найти величину κ:

$$\kappa\cong r_{ш}\cdot(\psi-\rho), \quad (24)$$

а затем, согласно работе [6], вычислить $\varphi_{пр}$:

$$\varphi_{пр}\cong f_{пр}+\frac{\kappa}{r_{ш}} \quad (25)$$

и определить радиус круга трения скольжения и качения $r_{с-к}$:

$$r_{с-к}=\frac{f_{пр}\cdot r_{ш}+\kappa}{\sqrt{1+f_{пр}^2}}, \quad (26)$$

или при $f_{пр}\leqslant 0{,}3$ $\qquad r_{с-к}\cong f_{пр}\cdot r_{ш}+\kappa. \quad (26')$

Продолжив рассмотренный численный пример, получим: по формуле (13′) при $f=0{,}2$, $l=80$ *мм*, $M_г=25850$ *кГ/мм*, по формуле (15′) $f_{пр}=0{,}224$, по формуле (16) $\rho=12°30$, по формуле (18″), применив формулу Кардано, $\psi=14°$, по формуле (24) $\kappa=0{,}8$ *мм*, по формуле (25) $\varphi_{пр}=0{,}251$.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что рассмотренная теория, являясь приближенной, тем не менее гораздо точнее и полнее отражает работу шипа в подшипнике, чем названные выше работы, посвященные этому вопросу. Будучи применимой для подшипников сухого и полусухого трения, она может оказаться полезной и при решении контактно-гидродинамических задач для подшипников полужидкого трения и с гидродинамическим трением

ЛИТЕРАТУРА

1. Штаерман И. Я. Контактная задача теории упругости ГТТИ, 1949,
2. Ромалис Б. Л. Момент от сил трения во вращательной паре. «Вестник машиностроения», 1957, № 6.

3. Гутьяр Е. М. Распределение давлений между шипом и втулкой при малом зазоре между ними. «Доклады МИИСХП», том 1, вып. 5, 1964
4. Цфас Б. С., Фролов Н. В. Давления цилиндрической штанги на опору при малом зазоре между опорой и штангой. «Известия вузов, Машиностроение», 1965, № 2.
5. Цфас Б. С., Фролов Н. В. Давление и трение в цилиндрической вращательной паре, несущей поперечную равномерно распределенную по длине нагрузку. Сборник научных трудов Куйбышевского филиала ВЗИИТ, вып. 1, 1967.
6. Цфас Б. С. О работе шипа в подшипнике. «Известия вузов. Машиностроение», 1971, № 5.

Д. С. КОДНИР

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕШЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ КОНТАКТНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

1. Соображения о контактной гидродинамике шероховатых поверхностей

До настоящего времени еще не опубликовано ни одного решения контактно-гидродинамической задачи для шероховатых поверхностей. Имеются лишь замечания о важности этого вопроса и решения гидродинамических задач для недеформируемых поверхностей [1, 2]. Приведем статистически-стохастическое рассмотрение влияния шероховатости на контактную гидродинамику по аналогии с работой Кристенсена [1], выполненной ранее для жестких поверхностей.

Будем определять толщину смазочного слоя, как сумму номинальной толщины (соответствующей средней гладкой поверхности) и случайной переменной величины (рис. 1) $\bar{h}(x) = h(x) + (\epsilon)$ Здесь $\bar{h}(x)$—суммарная толщина пленки — случайная величина; $h(x)$ — детерминированная составляющая толщины пленки, ее номинальная величина; ϵ — случайная переменная величина — приведенная величина выступа неровностей обеих поверхностей от средней линии.

Предполагается, что $\bar{h}(x)$ имеет такой вид, при котором допустимо использование уравнения Рейнольдса.

Функцию плотности вероятности высоты шероховатости определим, как Кристенсен и Тондер, с помощью полиноминальной аппроксимации закона Гаусса (рис. 2):

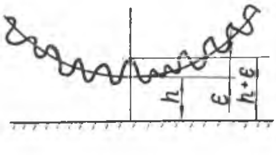

Рис. 1. Определение статистической толщины слоя смазки

$$f(\epsilon) = \frac{35}{32c_1}\left[1 - \left(\frac{\epsilon}{c_1}\right)^2\right] \text{ при } |\epsilon| \leqslant c_1.$$

Если же $|\epsilon| > c_1$, то $f|\epsilon| = 0$. Здесь c_1 — половина интервала значения случайной переменной толщины слоя.

Для плоской гидродинамической задачи при однородной изотропной шерохо-