МЕХАНИКА
ТВЕРДОГО ТЕЛА
№ 2 • 2000

УДК 539.3:621.891

© 2000 г. М.Я. ПАНОВКО

ВЛИЯНИЕ ОДИНОЧНЫХ НЕРОВНОСТЕЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ НА УПРУГОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ТОЧЕЧНЫЙ КОНТАКТ

Поверхности смазанных сосредоточенных контактов различных узлов трения (например, подшипников качения и зубчатых передач) на практике не являются идеально гладкими. Влияние топографии поверхности на характеристики контакта и соответственно надежность функционирования технического устройства в значительной степени определяется соотношением между минимальной толщиной смазочной пленки и высотой неровностей на поверхности. К настоящему времени проведен ряд экспериментальных и численных исследований (см. например, [1–13]), проясняющих роль неровностей, соизмеримых по высоте с минимальной толщиной пленки, в упругогидродинамических (УГД) сосредоточенных контактах. В этих работах акцент был сделан на изучении особенностей распределения давления и толщины пленки в зоне контакта при наличии на поверхности как одиночной неровности (лунки, продольные и поперечные борозды или гребни), так и шероховатости, моделирующей реальную текстуру поверхности.

Публикуемая работа посвящена численному исследованию влияния на распределения давления и зазора в точечном УГД контакте еще одного, весьма характерного, типа неровностей на движущейся поверхности, а именно неровности в виде одиночного бугорка. Также проведены расчеты для неровности типа лунки. Полученные данные для указанных типов неровности, находящейся как на движущейся поверхности контакта, так и неподвижной, сопоставлялись для режимов скольжения и качения. Численное решение нестационарных уравнений, описывающих точечный УГД контакт, осуществлялось методом Ньютона с использованием неявной схемы.

1. Постановка задачи. Рассматривается изотермическая задача о сосредоточенном тяжело нагруженном УГД контакте. Подобный смазанный контакт реализуется, например, при качении упругого эллипсоида по поверхности упругого полупространства. Полагается, что на одной из движущихся поверхностей имеется одиночная неровность в виде бугорка или лунки. При этом контактирующие поверхности разделены слоем смазки со свойствами несжимаемой вязкой жидкости. В задаче используются типичные допущения УГД теории смазки [14, 15]. Введем безразмерные переменные

$$(x',y')=\frac{(x,y)}{a_H},\quad t'=\frac{t}{t_0},\quad Z=\frac{2a_H}{|\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2|t_0},\quad p'=\frac{p}{p_H},\quad h'=\frac{h}{h_0(t)},\quad \mu'=\frac{\mu}{\mu_0}$$

$$H_0(t)=\frac{2R'_x h_0(t)}{a_H^2},\quad \varepsilon=\frac{R'_x}{R'_y},\quad \beta=\frac{a_H}{b_H},\quad \varphi(\beta)=\frac{K(e)-D}{\beta^4 D}$$

$$D=\frac{K(e)-E(e)}{e^2},\quad e=\sqrt{1-\beta^2},\quad V=\frac{24\mu_0|\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2|R_x'^2}{p_H a_H^3}$$

$$\mathbf{v}=\frac{\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2}{|\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2|},\quad \upsilon_x=\frac{\upsilon_{1x}+\upsilon_{2x}}{|\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2|},\quad \upsilon_y=\frac{\upsilon_{1y}+\upsilon_{2y}}{|\mathbf{v}_1+\mathbf{v}_2|}$$

$$d'=\frac{d}{h_0},\quad A'=\frac{2R'_xA}{a_H^2},\quad (x'_d,y'_d)=\frac{(x_d,y_d)}{a_H},\quad (w'_x,w'_y)=\frac{(w_x,w_y)}{a_H}$$

где x, y – декартовы координаты в плоскости контакта; R'_x, R'_y – приведенные радиусы кривизны контактирующих тел; p – давление в смазочной пленке; a_H и b_H – полуоси герцевского эллипса контакта ($a_H \leqslant b_H$, полуось b_H располагается по оси y); t – время; t_0 – характерное время процесса; Z – параметр, характеризующий скорость сближения контактирующих тел; e – эксцентриситет эллипса контакта; p_H – максимальное герцевское напряжение; h – толщина смазочной пленки; h_0 – толщина смазочной пленки в начале координат; μ – вязкость смазки; μ_0 – вязкость смазки при давлении окружающей среды; $\mathbf{v}_1(\upsilon_{1x}, \upsilon_{1y})$, $\mathbf{v}_2(\upsilon_{2x}, \upsilon_{2y})$ – векторы и компоненты скоростей соответственно верхней и нижней контактирующих поверхностей; H_0 – безразмерная толщина пленки в начале координат; V – нагрузочно-скоростной параметр; $K(e)$ и $E(e)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода; постоянная β определяется из уравнения $\beta^2\varphi(\beta) = R'_y/R'_x$, d – функция, описывающая поверхность неровности; A – амплитуда неровности; w_x и w_y – длины волн неровности в направлении осей x и y соответственно; x_d, y_d – координаты центра неровности.

Для описания формы одиночной неровности типа "бугорка" или "лунки", расположенной на движущейся поверхности контакта, используется следующая функция (в безразмерном виде, далее штрихи опущены):

$$d(x,y,t)=\frac{A}{H_0}F(x,y,t) \tag{1.1}$$

$$F(x,y,t)=10^{-10\left(((x-x_d)/w_x)^2+((y-y_d)/w_y)^2\right)}\cos\left(2\pi\frac{x-x_d}{w_x}\right)\cos\left(2\pi\frac{y-y_d}{w_y}\right)$$

Функция $F(x, y, t)$ в (1.1) обобщает на пространственный случай выражение, использованное в [16] для численного анализа влияния одиночной неровности в линейном контакте, и более реалистично описывает форму неровности, чем обычная гармоника, поскольку учитывает образование буртика по краю неровности при вдавливании индентора в материал, обеспечивая при этом гладкое сопряжение с поверхностью контакта.

Далее рассматривается случай, когда неровность расположена на верхней поверхности контакта, имеющей скорость $\mathbf{v}_1(\upsilon_{1x}, 0)$. Нижняя поверхность при этом полагается гладкой и имеет скорость $\mathbf{v}_2(\upsilon_{2x}, 0)$. Изменение во времени координаты центра неровности подчиняется зависимости (в размерном виде) $x_d(t) = x_{d,0} + \upsilon_{1x}t$, где $x_{d,0}$ – координата центра неровности в начальный момент времени. В безразмерном виде зависимость $x_d(t)$ записывается следующим образом

$$x_d(t)=x_{d,0}+\frac{2\upsilon_{1x}}{|\upsilon_{1x}+\upsilon_{2x}|}\frac{t}{Z}$$

Определяя относительный вектор скольжения как $\mathbf{s}(s_x, s_y) = 2(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)/|\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2|$, выражение для $x_d(t)$ можно представить также в следующей форме:

$$x_d(t)=x_d(0)+(s_x/2+1)t/Z \tag{1.2}$$

При качении без скольжения $s_x = 0$, в случае скольжения без качения $s_x = 2$.

Уравнения рассматриваемой УГД задачи имеют в безразмерных переменных следующий вид

$$L(p) = \nabla \cdot \left(H_0^2 \frac{h^3}{\mu} \nabla p - V\mathbf{v}h \right) - VZ \frac{\partial h}{\partial t} - VZ \frac{h}{H_0} \frac{\partial H_0}{\partial t} = 0 \tag{1.3}$$

$$h(x,y,t) = 1 + \frac{x^2 + \varepsilon y^2}{H_0(t)} + \frac{\varepsilon}{\pi\beta^2 D H_0(t)} \iint_\Omega G(x,y,\xi,\eta) p(\xi,\eta,t) d\xi d\eta + \tag{1.4}$$

$$+\ d(x,y,t) - d(0,0,t)$$

$$\iint_\Omega p(\xi,\eta,t) d\xi d\eta = \frac{2\pi}{3\beta} \tag{1.5}$$

$$p(x,y,0) = p^0(x,y), \quad H_0(0) = H_0^0, \quad p|_C = 0 \tag{1.6}$$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y), \quad G(x,y,\xi,\eta) = \frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}$$

где C – граница области контакта Ω, $G(x,\ y,\ \xi, \eta)$ – функция влияния, $p^0(x,\ y), H_0^0$ – численное решение стационарной задачи.

Система (1.3)–(1.6) является нелинейной интегро-дифференциальной системой, состоящей из уравнения Рейнольдса (1.3), соотношения для толщины смазочной пленки между упругими телами (1.4), условия равенства внешней нагрузки интегралу от давления по области контакта (1.5), начально-краевых условий для давления и толщины смазочной пленки в центре контакта (1.6).

Из соотношения (1.4) после дифференцирования по t следует

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{h-1}{H_0} \frac{\partial H_0}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{\pi\beta^2 D H_0} \frac{\partial}{\partial t} \iint_\Omega G(x,y,\xi,\eta) p(\xi,\eta,t) d\xi d\eta +$$

$$+\ \frac{d(x,y,t) - d(0,0,t)}{H_0} \frac{\partial H_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(d(x,y,t) - d(0,0,t)) \tag{1.7}$$

С учетом (1.1) и (1.7) уравнение (1.3) примет следующий вид:

$$L(p) = \nabla \cdot \left(H_0^3 \frac{h^3}{\mu} \nabla p - H_0 V\mathbf{v}h \right) - \tag{1.8}$$

$$-VZ \frac{\partial H_0}{\partial t} - VZ \frac{\varepsilon}{\pi\beta^2 D} \frac{\partial}{\partial t} \iint_\Omega G(x,y,\xi,\eta) p(\xi,\eta,t) d\xi d\eta -$$

$$-VZA \frac{\partial}{\partial t}(F(x,y,t) - F(0,0,t))$$

Для определения местоположения выходной (свободной) границы, отделяющей зону смазки от зоны кавитации, используются условия дополнительности [17, 18], согласно которым

$$L(p) = 0, \quad p > 0; \quad L(p) < 0, \quad p = 0 \tag{1.9}$$

В системе уравнений (1.3)–(1.6) заданными считаются геометрия входной границы смазочной пленки, нагрузочно-скоростной параметр V (для тяжело нагруженного контакта $V \ll 1$), компоненты вектора скорости $\mathbf{v}(v_x,\ v_y)$, параметр $\varepsilon = R'_x / R'_y$, зависимость $\mu(p)$, амплитуда A и длины волн w_x, w_y в выражении для неровности (1.1). В расчетах использовалась предложенная Барусом зависимость $\mu = \mu_0 \exp(Qp)$, где Q – пьезокоэффициент вязкости.

Решением системы (1.3)–(1.9) являются распределения давления $p(x, y, t)$ и толщины смазочной пленки $h(x, y, t)$, выходная граница $x_e(y, t)$, безразмерная толщина слоя смазки в начале координат $H_0(t)$.

2. Численный метод решения. Исследуемая область контакта в плоскости (x, y) задается в виде прямоугольника $\Omega = [x1, x2] \times [y1, y2]$. Заметной переменных $x(x^*)$, $y(y^*)$ вводится неравномерная декартова сетка со сгущением внутри области Ω. Вычислительная область Ω^*, на которую отображается Ω, покрывается в плоскости (x^*, y^*) равномерной разнесенной сеткой с двумя системами узлов: $x_i^*\ (i = 0,\ldots,NX+1)$, $x_{i-1/2}^* = (x_i^* + x_{i-1}^*)/2\ (i = 1,\ldots,NX+1)$ и $y_j^*\ (j = 0,\ldots,NY+1)$, $y_{j-1/2}^* = (y_j^* + y_{j-1}^*)/2\ (j = 1,\ldots,NY+1)$. Давление определяется в узлах (x_i^*, y_j^*), а толщина смазочной пленки – в узлах $(x_{i-1/2}^*, y_{j-1/2}^*)$. Согласно отображению $x(x^*)$, $y(y^*)$ в области Ω неравномерной сетке соответствуют системы узлов (x_i, y_j), $(x_{i-1/2}, y_{j-1/2})$.

После интегрирования уравнения (1.8) по области $\Delta\Omega_{ij}$, занимаемой расчетной ячейкой (i, j) внутри контура (l), получаем

$$L_1(p) = \int_{(l)} \left[H_0^3 \frac{h^3}{\mu} (\nabla p \cdot \mathbf{n}) - H_0 V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) h \right] dl - \tag{2.1}$$

$$-VZ \left[\frac{\partial H_0}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{\pi \beta^2 D} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Omega} G(x, y, \xi, \eta) p(\xi, \eta, t) d\xi d\eta + \right.$$

$$\left. + \ A \frac{\partial}{\partial t} (F(x, y, t) - F(0, 0, t)) \right] \Delta\Omega_{ij} = 0$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор внешней нормали. В условиях дополнительности (см. (1.9)) оператор $L(p)$ заменяется на $L_1(p)$.

Решение системы нестационарных УГД уравнений проводится методом Ньютона с использованием неявной схемы. Линеаризованные на временном шаге $n + 1$ около решения $\left(p(x, y, t^{n+1}),\ H_0(t^{n+1})\right)_k^{n+1}$ уравнения (2.1), (1.5), (1.6) имеют вид

$$\int_{(l)} \left\{ \left[3H_0^2 \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial n} - H_0 V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \frac{\partial h}{\partial H_0} + H_0^3 \frac{3h^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial h}{\partial H_0} - V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) h \right]_k^{n+1} \Delta H_{0,k+1}^{n+1} - \right.$$

$$-\left(H_0^3 \frac{h^3}{\mu^2} \frac{\partial \mu}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial n} \right)_k^{n+1} \Delta p_{k+1}^{n+1} + \left(H_0^3 \frac{3h^2}{\mu} \frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial h}{\partial p} \right)_k^{n+1} \Delta p_{k+1}^{n+1} + \left(H_0^3 \frac{h^3}{\mu} \right)_k^{n+1} \frac{\partial \Delta p_{k+1}^{n+1}}{\partial n} -$$

$$\left. - \left[H_0 V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \frac{\partial h}{\partial p} \right]_k^{n+1} \Delta p_{k+1}^{n+1} \right\} dl - VZ \left[\Delta H_{0,k+1}^{n+1} + \frac{\varepsilon}{\pi \beta^2 D} \iint_{\Omega_k^{n+1}} G \Delta p_{k+1}^{n+1} d\xi d\eta \right] \frac{\Delta\Omega_{ij}}{\Delta t} =$$

$$= -\int_{(l)} \left\{ \left(H_0^3 \frac{h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial n} \right)_k^{n+1} - [H_0 V (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) h]_k^{n+1} \right\} dl +$$

$$+ VZ \left[(H_{0,k}^{n+1} - H_0^n) + \frac{\varepsilon}{\pi \beta^2 D} \left(\iint_{\Omega_k^{n+1}} G p_k^{n+1} d\xi d\eta - \iint_{\Omega^n} G p^n d\xi d\eta \right) + \right.$$

$$\left. + A (F(x, y, t^{n+1}) - F(0, 0, t^{n+1})) - (F(x, y, t^n) - F(0, 0, t^n)) \right] \frac{\Delta\Omega_{ij}}{\Delta t} \tag{2.2}$$

$$\iint\limits_{\Omega_k^{n+1}} \Delta p_{k+1}^{n+1}(\xi,\eta,t^{n+1})d\xi d\eta = \frac{2\pi}{3\beta} - \iint\limits_{\Omega_k^{n+1}} p_k^{n+1}(\xi,\eta,t^{n+1})d\xi d\eta \qquad (2.3)$$

$$\Delta p_{k+1}^{n+1}\Big|_C = 0 \qquad (2.4)$$

В уравнениях (2.2)–(2.4) n – номер шага по времени, k – номер итерации на текущем временном шаге, $\Delta p_{k+1}^{n+1} = p_{k+1}^{n+1} - p_k^{n+1}$, $\Delta H_{k+1}^{n+1} = H_{k+1}^{n+1} - H_k^{n+1}$, $\partial h/\partial H_0$ – частная производная от h по H_0, вычисляемая по соотношению (1.4); $\partial\mu/\partial p$ – частная производная от μ по p, вычисляемая по зависимости $\mu(p)$; $\partial h/\partial p$ – линейный оператор, представляющий собой производную h_k^{n+1} по p_k^{n+1} (производная Фреше) и действующий на Δp_{k+1}^{n+1}, имеет вид

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_k^{n+1} \Delta p_{k+1}^{n+1} = \frac{\varepsilon}{\pi\beta^2 D H_{0,k}^{n+1}} \iint\limits_{\Omega_k^{n+1}} G(x,y,\xi,\eta)\Delta p_{k+1}^{n+1}(x,y,t^{n+1})d\xi d\eta \qquad (2.5)$$

Система (2.2)–(2.4) является исходной для построения конечно-разностной схемы. Интеграл в выражениях (1.4), (2.5) вычислялся по кубатурной формуле, применяемой при вычислении сингулярных интегралов [19]

$$\iint\limits_{\Omega} \left(\frac{1}{\sqrt{(\xi - x_{m-1/2})^2 + (\eta - y_{n-1/2})^2}} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2+\eta^2}} \right) p(\xi,\eta,t)d\xi d\eta \cong$$

$$\cong \sum_{j=1}^{NY} \sum_{i=i1(j)}^{i2(j)} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_i - x_{m-1/2})^2 + (y_j - y_{n-1/2})^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x_i - x_{m0-1/2})^2 + (y_j - y_{n0-1/2})^2}} \right) \times$$

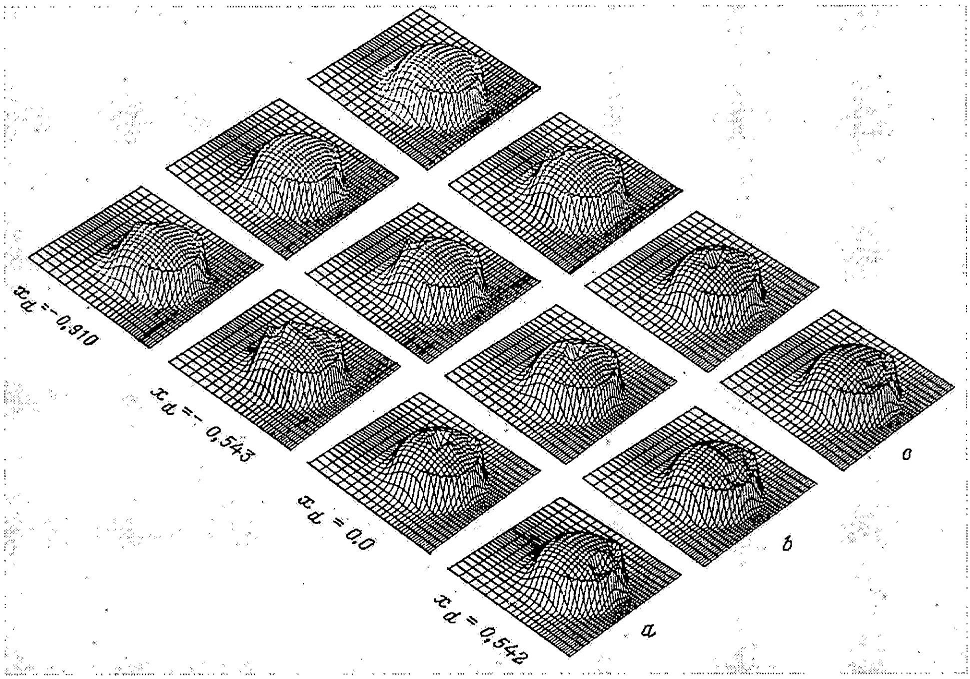
$$\times\ p(x_i, y_j, t_{n+1})(x_{i+1/2} - x_{i-1/2})(y_{j+1/2} - y_{j-1/2}) \qquad (2.6)$$

где $i1(j)$, $i2(j)$ – целочисленные массивы, описывающие расположение соответственно входной и выходной границ: $n = 1, \ldots, NX + 1$, $n = 1, \ldots, NY + 1$. Массив $i2(j)$ определяется, исходя из условий дополнительности (1.9), на каждой итерации. Узел ($m0$-1/2, $n0$-1/2) соответствует началу координат.

На временном шаге $n + 1$ одна итерация по методу Ньютона состоит в решении конечно-разностного аналога уравнений (2.2)–(2.4) относительно Δp_{k+1}^{n+1} и $\Delta H_{0,k+1}^{n+1}$ методом гауссова исключения с частичным выбором ведущего элемента. После этого восстанавливаются значения $H_{0,k+1}^{n+1} = H_{0,k}^{n+1} + \Delta H_{0,k+1}^{n+1}$, $p_{k+1}^{n+1} = p_k^{n+1} + \Delta p_{k+1}^{n+1}$, и с учетом кубатурной формулы (2.6) вычисляется $h_{k+1}^{n+1}(x_{i-1/2}, y_{j-1/2})$. Затем определяется выходная граница согласно условиям дополнительности. Итерационный процесс продолжается до достижения требуемой относительной точности решения δ, т.е. $\max\left(\left|H_{0,k+1}^{n+1}/H_{0,k}^{n+1} - 1\right|, \left|p_{k+1}^{n+1}/p_k^{n+1} - 1\right|, \left|h_{k+1}^{n+1}/h_k^{n+1} - 1\right|, \left|x_{e,k+1}^{n+1}/x_{e,k}^{n+1} - 1\right|\right) < \delta$. После выполнения заданных условий по точности решения, осуществляется переход на новый шаг по времени.

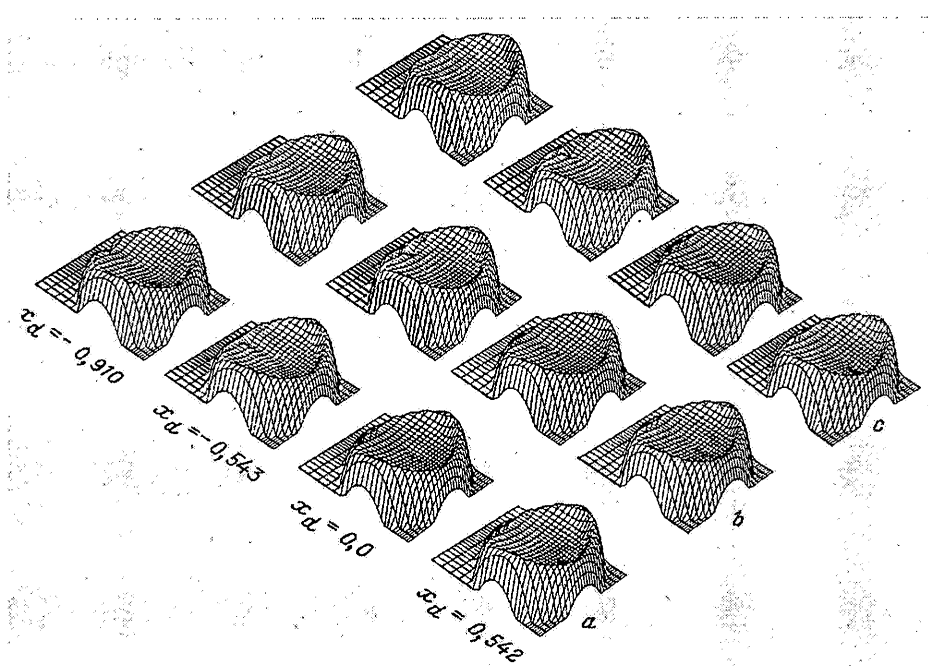
3. Результаты расчетов. Изложенный выше вычислительный алгоритм был применен для расчета тяжело нагруженного точечного УГД контакта упругого сферического тела, на поверхности которого имеется неровность, с упругим полупространством при наличии в контакте смазочной пленки со свойствами несжимаемой вязкой жидкости. Для этого случая $\varepsilon = 1$, $\beta = 1$, $D = \pi/4$, $v_x = 1$, $v_y = 0$.

Влияние одиночных неровностей поверхности на параметры УГД контакта изучалось для ситуаций, когда неровность движется в зоне контакта либо в условиях



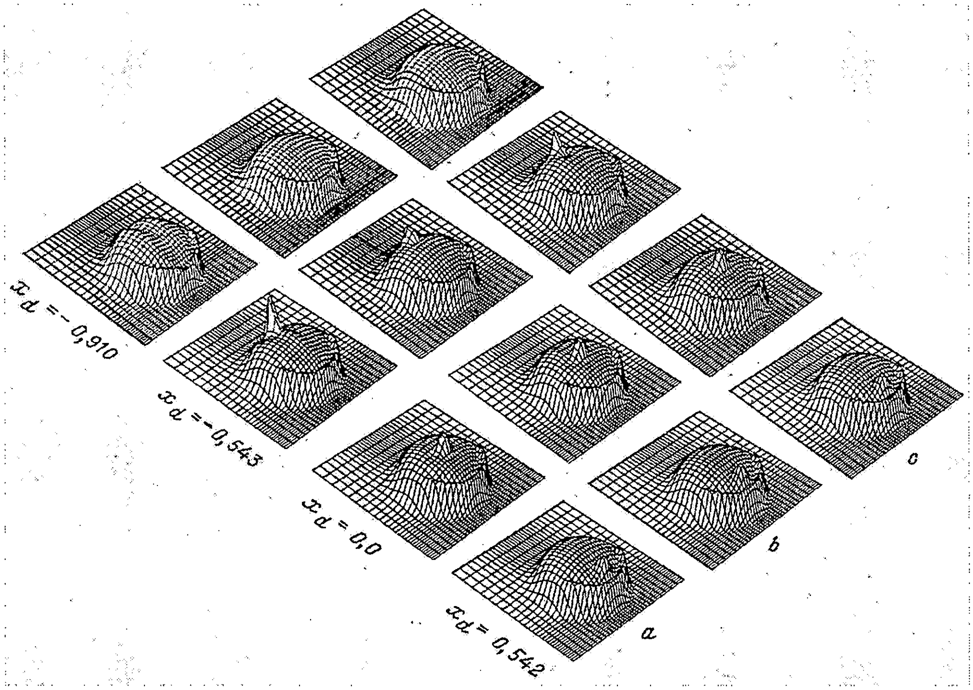
$x_d = -0,910$
$x_d = -0,543$
$x_d = 0,0$
$x_d = 0,542$
a
b
c

Фиг. 1



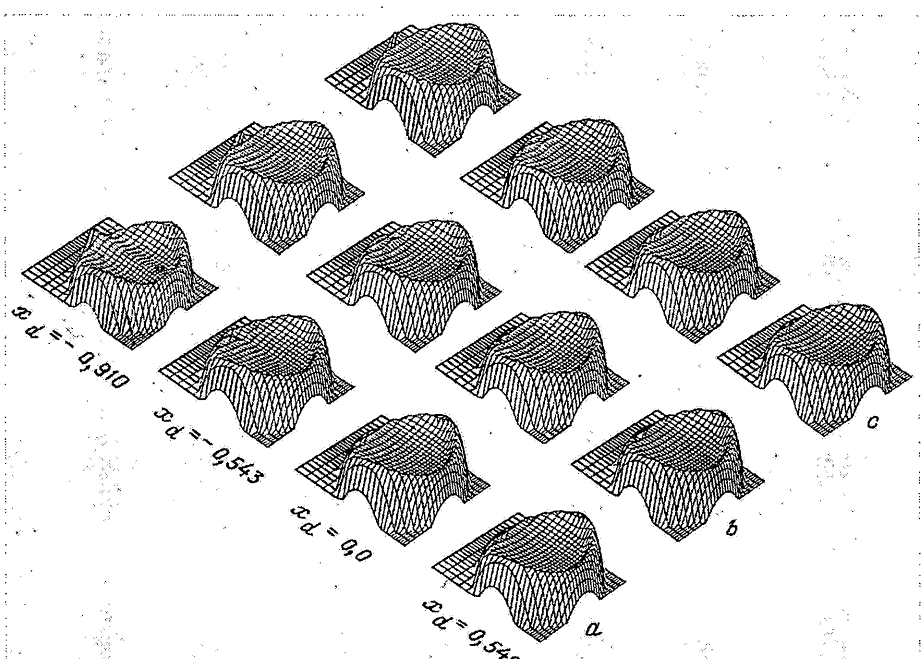
$x_d = -0,910$
$x_d = -0,543$
$x_d = 0,0$
$x_d = 0,542$
a
b
c

Фиг. 2



$x_d = -0{,}910$
$x_d = -0{,}543$
$x_d = 0{,}0$
$x_d = 0{,}542$
a
b
c

Фиг. 3



$x_d = -0{,}910$
$x_d = -0{,}543$
$x_d = 0{,}0$
$x_d = 0{,}542$
a
b
c

Фиг. 4

чистого скольжения, либо в условиях чистого качения. Рассматривался также случай, когда положение неровности в зоне контакта фиксировано. В этом случае упругий шар, на поверхности которого находится неровность, неподвижен, а контактирующая с ним гладкая поверхность движется. Здесь имеет место чистое скольжение в стационарных условиях.

Расчеты проводились с относительной точностью $\delta = 0{,}001$ на сгущающейся в окрестности выходной границы сетке с числом узлов 30×30 при следующих параметрах: $V = 0{,}1$; $Q = 5$; $Z = 1$; $w_x = w_y = 1$; $A = \pm 0{,}06$ (для бугорка $A < 0$, для лунки $A > 0$).

В качестве начального условия использовалось решение стационарной задачи для гладких поверхностей контакта при указанных выше параметрах. При этом центр неровности на первом шаге по времени (в момент $t = \Delta t$) располагался в точке $x_{d,0} < -1$, $y_{d,0} = 0$. Шаги по времени Δt определялись таким образом, чтобы центр неровности по мере его прохождения через зону контакта совпадал с узлами сетки, т.е.

$$\Delta t_i = \frac{(x_d(t_i) - x_d(t_{i-1}))Z}{(s_x/2+1)} = \frac{(x_{i+1/2} - x_{i-1/2})Z}{(s_x/2+1)}$$

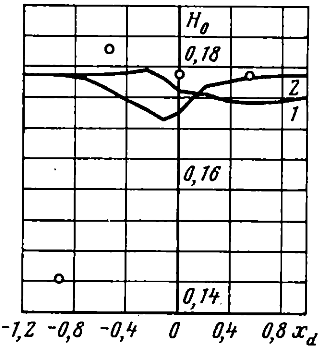
Это соотношение следует из (1.2). Для всех значений Δt вычислительный процесс был устойчивым.

На фиг. 1–4 представлены результаты решения задачи об УГД контакте в виде распределений давления и зазора для нескольких характерных координат расположения центра неровности в процессе движения: во входной зоне, в центре контакта, в выходной зоне. Распределения зазора для наглядности представлены в виде функции $-h(x, y)$ не во всей расчетной области, как это сделано для давления, а только в пределах герцевского контакта.

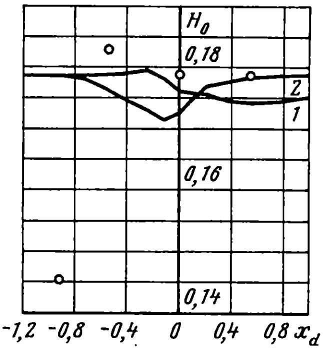
Общим для распределений, представленных на фиг. 1, 2, является уменьшение давления и увеличение зазора в месте расположения лунки. При этом влияние углубления проявляется в области контакта различным образом в зависимости от местоположения лунки и кинематических условий. Можно отметить следующие особенности. Неподвижная лунка, расположенная во входной зоне или в центре контакта, возмущает распределения вниз по потоку (см. фиг. 1,(*a*) и 2,(*a*)). В случае скольжения движущейся лунки (см. фиг. 1,(*b*) и 2,(*b*)) наблюдается иная тенденция – возмущение распространяется вверх по потоку. При движении лунки в условиях чистого качения (см. фиг. 1,(*c*) и 2,(*c*)) возмущение локализуется в местах нахождения лунки.

Влияние бугорка на поверхности, как и в случае с лункой, проявляется различным образом в зависимости от его местоположения и кинематических условий (см. фиг. 3, 4). В условиях стационарного скольжения (см. фиг. 3,(*a*) и 4,(*a*)) бугорок, расположенный во входной зоне, возмущает распределения давления и зазора вниз по потоку. В центре контакта и в выходной зоне для этих же условий наблюдается локальное увеличение давления и практически полное смятие бугорка. Во входной зоне движение бугорка в условиях как скольжения (см. фиг. 3,(*b*) и 4,(*b*)), так и качения (см. фиг. 3,(*c*) и 4,(*c*)) вызывает локальное увеличение давления и уменьшение зазора. Движущийся в центре контакта и в выходной зоне бугорок в условиях скольжения практически сминается. В условиях же качения смятие бугорка в этой зоне менее заметно.

Отмеченные выше особенности распределения зазора иллюстрируются также фиг. 5, 6, на которых показано влияние на толщину смазочной пленки в центре контакта H_0 местоположения центра неровности и кинематических условий. Так, на фиг. 5 при фиксированном местоположении лунки (см. значения H_0, отмеченные светлыми точками) во входной зоне и в центре контакта толщина пленки H_0 больше, чем H_0 в случае скольжения гладких тел (для гладких поверхностей $H_0 = 0{,}1786$). Когда лунка расположена в выходной зоне, толщина H_0 практически равна толщине



Фиг. 5



Фиг. 6

H_0 для гладких поверхностей. Толщина H_0 в случае движения лунки в условиях скольжения (см. фиг. 5, кривая *1*) достигает наибольшего значения, когда центр лунки совпадает с центром контакта. При этом переход лунки из входной зоны в выходную сопровождается резким увеличением H_0 от значений, близких к значениям H_0 для гладких поверхностей, к значениям, слабо изменяющимся в пределах выходной зоны. Для случая движения лунки в условиях качения шара зависимость H_0 (x_d) близка к симметричной (см. фиг. 5, кривая *2*): зависимость H_0 (x_d) достигает максимума, когда центр лунки проходит через центр контакта, а в окрестностях входной и выходной границ значения H_0 (x_d) практически равны значениям H_0 для гладких тел.

В режиме скольжения расположенный во входной зоне неподвижный бугорок, как и в случае с лункой, заметно влияет на значения H_0 (см. на фиг. 6 значения, помеченные светлыми точками). Причем бугорок в окрестности входной границы вызывает значительное сужение зазора в центре контакта, а в средней части входной зоны (x_d = –0,543) – даже некоторое увеличение. Бугорок, расположенный в центры контакта и в выходной зоне, практически смят, и соответственно значения H_0 приближаются к значению H_0 для гладких поверхностей. Закономерности зависимости H_0 (x_d) в случае движущегося бугорка в условиях скольжения (см. фиг. 6, кривая *1*) или качения шара (см. фиг. 6, кривая *2*) противоположны закономерностям H_0 (x_d), проявляющимся при скольжении или качении шара с лункой. Однако диапазон изменений H_0 из-за деформации бугорка значительно уже, чем в случае движения лунки.

Наблюдаемые на фиг. 1–6 закономерности подтверждаются качественно результами экспериментальных исследований [1–5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wedeven L.D.* Influence of debris dent on EHD lubrication // ASLE Trans. 1978. V. 21. No. 1. P. 41–52.
2. *Wedeven L.D., Cusano C.* Elastohydrodynamic film thickness measurements of artificially produced surface dents and grooves // ASLE Trans. 1979. V. 22. No. 4. P. 369–381.
3. *Cusano C., Wedeven L.D.* The effects of artificially-produced defects on the film thickness distribution in sliding EHD point contacts // Trans. ASME J. Tribol. 1982. V. 104. No. 3. P. 365–375.
4. *Kaneta M., Sakai T., Nishikawa H.* Optical interferometric observations of the effects of a bump on point contact EHL // Trans. ASME J. Tribol. 1992. V. 114. No. 4. P. 779–784.
5. *Kaneta M., Kanada T., Nishikawa H.* Optical interferometric observations of the effects of a moving dent on point contact EHL // Proc. of the 23th Leeds–Lyon Symp. on Tribol. 1996. P. 69–79.
6. *Lubrecht A.A., Ten Napel W.E., Bosma R.* The influence of longitudinal and transverse roughness on the elastohydrodynamic lubrication of circular contacts // Trans. ASME. J. Tribol. 1988. V. 110. No. 3. P. 421–426.

7. *Kweh C.C., Evans H.P., Snidle R.W.* Micro-elastohydrodynamic lubrication of an elliptical contact with transverse and three-dimensional sinusoidal roughness // Trans. ASME. J. Tribol. 1989. V. 111. No. 4. P. 577–584.
8. *Kweh C.C., Patching M.J., Evans H.P., Snidle R.W.* Simulation of elastohydrodynamic contacts between rough surface // Trans. ASME. J. Tribol. 1992. V. 114. No. 3. P. 412–419.
9. *Venner C.H., Lubrecht A.A.* Numerical analysis of the influence of waviness on the film thickness of a circular EHL contact // Trans. ASME. J. Tribol. 1996. V. 118. No. 1. P. 153–161.
10. *Ai X., Cheng H.S.* The effects of surface texture on EHL point contacts // Trans. ASME. J. Tribol. 1996. V. 118. No. 1. P. 59–66.
11. *Xu G., Sadeghi F.* Thermal EHL analysis of circular contacts with measured surface roughness // Trans. ASME. J. Tribol. 1996. V. 118. No. 3. P. 473–483.
12. *Lubrecht A.A.* Influence of local and global features in EHL contacts // Proc. of 23th Leeds–Lyon Symp. on Tribol. 1996. P. 17–25.
13. *Ehret P., Dowson D., Taylor C.M.* Time-dependent solutions with waviness and asperities in EHL point contacts // Proc. of 23th Leeds–Lyon Symp. on Tribol. 1996. P. 313–324.
14. *Dowson D., Higginson G.R.* Elasto-hydrodynamic lubrication. N.Y.: Pergamon press, 1966. 235 p.
15. *Галахов М.А., Гусятников П.Б., Новиков А.П.* Математические модели контактной гидродинамики. М.: Наука, 1985. 294 с.
16. *Venner C.H., Lubrecht A.A., Ten Napel W.E.* Numerical simulation of the overrolling of a surface feature in an EHL line contact // Trans. ASME. J. Tribol. 1991. V. 113. No 4. P. 777–783.
17. *Oh K.P.* The numerical solution of dynamically loaded elastohydrodynamic contact as a nonlinear complementarity problem // Trans. ASME. J. Tribol. 1984. V. 106. No. 1. P. 88–95.
18. *Kostreva M.M.* Elastohydrodynamic lubrication: a nonlinear complementarity problem // Intern. J. Numer. Methods in Fluids. 1984. V. 4. No. 4. P. 377–397.
19. *Белоцерковский С.М., Лифанов И.К.* Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их применение в аэродинамике, теории упругости, электродинамике. М.: Наука, 1985. 253 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.02.1998