шей частоте, чем резонанс (кривая *в* на рис. 4). В этом случае при $p \to \infty$ $|W(p)| > 1$, а при $p \to 0$ $|W(p)| = 1$.

Заключение. Из приведенного можно сделать вывод о том, что $M = mi$ является «узловым» соотношением в настройке динамического гасителя колебаний.

Влияние сил сопротивления, учитываемых как вязкое сопротивление при движении объекта защиты относительно внешней среды, можно учесть через введение звена с передаточной функцией bp. Тогда передаточная функция (17) преобразуется к виду:

$$W(p)_1 = \frac{mi(i+1)p^2 + bp + k}{(M + mi^2)p^2 + kp + k}. \qquad (23)$$

Введение bp приводит к изменению амплитуд колебаний при резонансе и при режиме динамического гашения. Если полагать, что $b \to \infty$, то система запирается, и амплитудно-частотная характеристика принимает вид, соответствующий случаю $M = mi$ (прямая *в*, рис. 4).

При изменении *в* в достаточно широких пределах вид амплитудно-частотных характеристик будет изменяться. Отметим, что влияние сил сопротивления может иметь критическое значение отдельно для числителя передаточной функции (23) и для знаменателя:
в первом случае

$$\frac{b}{2mi(i+1)} = k; \qquad (24)$$

во втором случае

$$\frac{b}{2(M + mi^2)} = n. \qquad (25)$$

При выполнении соотношения $M = mi$, (24) и (25) совпадают, и система «запирается».

Литература

1. Елисеев С.В. Динамические гасители колебаний / С.В. Елисеев, Г.П. Нерубенко. – Новосибирск: Наука, 1982. – 142 с.
2. Коренев Б.Г. Динамические гасители колебаний, теория и технические приложения / Б.Г. Коренев, П.М. Резников. – М.: Наука. 1968 г. – 535 с.
3. Карамышкин В.В. Динамические гасители колебаний / В.В. Карамышкин. –Л.: Машиностроение. 1988 г. – 108 с.
4. Елисеев С.В. К вопросу о построении математических моделей виброзащитных систем с динамическими гасителями нетрадиционного типа // С.В. Елисеев, Ю.В. Ермошенко, А.Н. Трофимов// Современные технологии. Системный анализ. Моделирование. – Вып № 2(30).- Иркутск: ИрГУПС. 2011. С. 78-83.

УДК 62-762.6; 621.22

П.М. Огар*, А.А. Бурнин, Е.А. Ключев

ТОЛЩИНА СМАЗОЧНОГО СЛОЯ УПЛОТНИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОБЖАТИЯ

Разработана методика определения толщины смазочного слоя для эластичного кольца круглого сечения при возвратно -поступательном движении. При этом учтены давление и вязкость рабочей среды, скорость движения, предварительное обжатие, определяющее распределение контактного давления и впускную щель.

Ключевые слова: уплотнение поступательного движения, кольцо круглого сечения, предварительное обжатие, ширина контакта, контактное давление, толщина масляного слоя, величина утечки.

Для герметизации неподвижных и подвижных соединений широко применяются эластичные уплотнительные кольца круглого сечения (тороидальные прокладки), которые являются универсальными уплотнителями. В случае радиальной деформации возможна установка колец в гнезда, выполненные на штоке или в цилиндре. Более удобно монтировать кольцо в гнезда, выполненные в штоке (рис.

* - автор, с которым следует вести переписку.

1), так как при этом уменьшается опасность его срезания или вытаскивания из гнезда [1].

Деформация кольца по сечению неравномерна и в точке максимального сжатия составляет

$$\varepsilon = \frac{d-h}{d} = 1 - \frac{h}{d} \ ,$$

отсюда

$$\frac{h}{d} = 1 - \varepsilon \, . \qquad (1)$$

Допустимые пределы относительной деформации кольца принимаются [1]: для неподвижных соединений $0{,}15 \le \varepsilon \le 0{,}35$; для подвижных $0{,}1 \le \varepsilon \le 0{,}25$.

Уровень надежности уплотнительного узла определяется его герметичностью – величиной утечки через уплотнительный стык. Механизм утечек зависит от состояния области контакта [2]. Течение по зазорам и микроканалам под влиянием перепада давлений Δp свойственно маловязким жидкостям. При малых значениях вязкости среды и скорости движения механизм утечек такой же, как и в неподвижных уплотнениях. Сплошная пленка смазочного материала отсутствует, поэтому смазка имеет характер граничной. Описание закономерностей такого течения в уплотнительном стыке представлено в работах [3, 4, 5].

Гидродинамический механизм образования пленки жидкого смазочного материала под действием фрикционного потока наиболее характерен для уплотнений подвижных соединений общепромышленного назначения эксплуатируемых в среде масла. Количественная величина утечки среды за двойной ход определяется разностью толщин пленок при прямом и обратном ходах контртела [2]. В этой связи представляет интерес определение толщины масляного слоя для подвижных соединений, которая определяет величину утечки и условия трения, в зависимости от условий эксплуатации и величины предварительного обжатия.

При деформации уплотнительного кольца ширина контакта соизмерима с радиусом кривизны, поэтому применение в этом случае теории Герца неуместно. Механика деформации кольца круглого сечения рассмотрена авторами в работе [6]. Для этой цели были использованы экспериментальные исследования [7] ширины деформированного кольца d' (рис 1.а), описываемой уравнением

$$\bar{d} = \frac{d'}{d} = \frac{1}{1-\varepsilon} - 0{,}6\varepsilon \, . \qquad (2)$$

$$(1-\varepsilon)\left[4\bar{s}_0 - \frac{(1-\varepsilon)^2}{\bar{d}-\bar{s}_0} + (\bar{d}-\bar{s}_0)\right] - \pi + \\ + \frac{1}{2}\left(\bar{d}-\bar{s}_0 + \frac{(1-\varepsilon)^2}{\bar{d}-\bar{s}_0}\right)^2 \times \\ \times \arcsin\left(\frac{2(1-\varepsilon)(\bar{d}-\bar{s}_0)}{(\bar{d}-\bar{s}_0)^2 + (1-\varepsilon)^2}\right) = 0 \qquad (3)$$

Из условия неизменности объема кольца авторами [2] получены выражения:

$$r' = \frac{1}{4}\left(d' - s_0 + \frac{h^2}{d' - s_0}\right), \qquad (4)$$

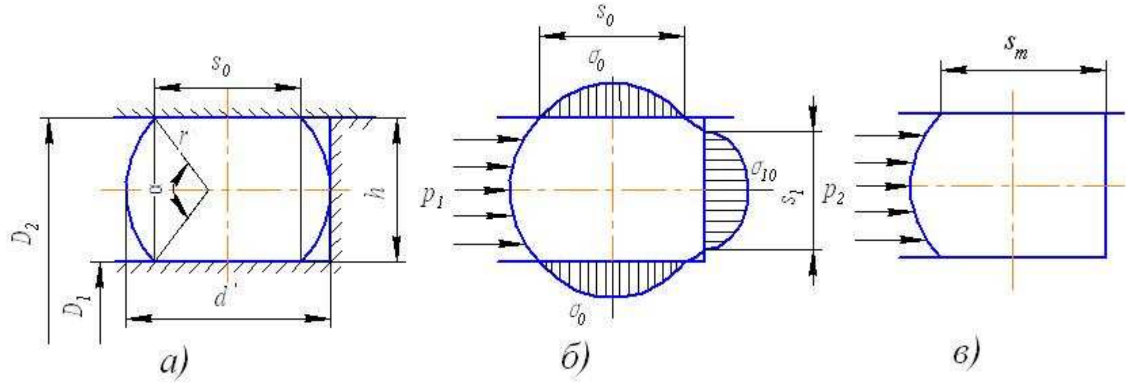

Рис. 1 Схемы контактирования уплотнительного кольца.

$$\alpha = 2\arcsin\left(\frac{2h}{d' - s_0 - h^2/(d' - s_0)}\right), \qquad (5)$$

где $\bar{s}_0 = s_0 / d$, r' и α – радиус кривизны и угол бокового сегмента.

На рис.2 представлена зависимость $\bar{s}_0(\varepsilon)$ полученная в среде Mathcad из уравнения (3) (кривая 1). Там же представлены аналогичные зависимости (кривые 2, 3 и 4), рассчитанные соответственно по данным [8, 1, 9]. Как следует из рис. 2, полученная зависимость (кривая 1) занимает промежуточное положение среди аналогичных зависимостей других исследователей, что свидетельствует о приемлемости предложенного подхода. Зависимость (3) с достаточной для инженерных расчетов точностью (погрешность менее 5%) в диапазоне $0 \le \varepsilon \le 0,4$ можно аппроксимировать выражением

$$\bar{s}_0 = 1,88\varepsilon^{0,71}. \qquad (6)$$

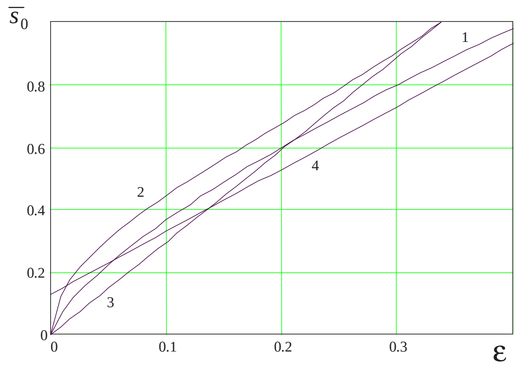

Рис. 2. Зависимости $\bar{s}_0(\varepsilon)$: кривая 1 соответствует уравнению (3), кривые 2,3,4 – соответственно источникам [8], [1], [9].

Распределение контактного давления на площадке контакта по данным [1]

$$\sigma(x) = \sigma_0\left(1 - \frac{x^2}{(s_0/2)^2}\right), \qquad (7)$$

т.е. отличное от герцевского. При этом интенсивность нагрузки

$$\omega_0 = \int_{-s_0/2}^{s_0/2} \sigma(x)dx = \frac{2}{3}\sigma_0 s_0, \qquad (8)$$

а средние контактные давления

$$\sigma_m = \frac{\omega}{s} = \frac{2}{3}\sigma_0. \qquad (14)$$

Используя уравнение Бартенева – Хазановича для одноосной деформации и экспериментально установленное значение приведенного модуля кольца $E^* = 1,25E$, где E - модуль упругости эластомера, для максимального контактного напряжения получим [1]

$$\sigma_0 = \frac{5}{6}E\left((1-\varepsilon)^{-0,5} - (1-\varepsilon)\right). \qquad (9)$$

Уравнение (9) для диапазона $0 \le \varepsilon \le 0,3$ с погрешностью менее 5% аппроксимируется следующим выражением

$$\frac{\sigma_0}{E} = \frac{4}{3}\varepsilon. \qquad (10)$$

Используя зависимость (6) получим

$$\frac{\sigma_0}{E} = 0,548\bar{s}_0^{\,1,408}. \qquad (11)$$

Когда в уплотняемой плоскости возникает давление, достаточное для деформации уплотнительного элемента, его материал ведет себя подобно вязкой жидкости и передает давление p_s на стенки, однако среднее контактное давление несколько меньше, чем простое сложение $(\sigma_i + p_s)$, что учитывается коэффициентом передачи давления φ [10]

$$\sigma_k = \sigma_i + \varphi . p_s, \qquad (12)$$

где φ – коэффициент передачи давления в условиях всестороннего сжатия, определяемый в основном коэффициентом Пуассона *v*. Для резин $\nu = 0,48...0,496$, поэтому

$$\varphi = \nu/(1-\nu) = 0,92...0,98.$$

При возрастании давления p_s кольцо некоторое время удерживается силами трения, а затем начальный центр смещается вправо и в дальнейшем принимает форму канавки. Считаем, что выдавливание кольца в зазор не происходит, что возможно при наличии протектора [10].

В процессе заполнения свободного объема происходит увеличение начальной ширины площадки контакта $\bar{s}_0$ на величину $\Delta\bar{s} = \dfrac{\Delta s}{d}$.

В работе [6] $\Delta\bar{s}$ определено из условия постоянства объема сечения кольца

$$\Delta\bar{s}=\frac{1}{8}\left(\begin{array}{c}\frac{(1-\varepsilon)}{2}\left(\frac{\bar{d}'-\bar{s}_0}{1-\varepsilon}+\frac{1-\varepsilon}{\bar{d}'-\bar{s}_0}\right)^2\times\\ \times\arcsin\left(\frac{2(1-\varepsilon)(\bar{d}'-\bar{s}_0)}{(\bar{d}'-\bar{s}_0)^2+(1-\varepsilon)^2}\right)-\\ -\left(\frac{(1-\varepsilon)^2}{\bar{d}'-\bar{s}_0}-(\bar{d}'-\bar{s}_0)\right)\end{array}\right) \qquad (15)$$

Автор [8] указывает, что процесс заполнения свободного объема происходит экспотенциально

$$\bar{s}_m=\bar{s}_0+\Delta\bar{s}\left(1-e^{-p/\mathrm{E}}\right), \qquad (16)$$

$$\Delta\bar{s}=\frac{3}{16}\cdot\frac{\alpha-\sin\alpha}{1-\varepsilon}.$$

По данным [9]

$$\bar{s}_m=(2\varepsilon+0{,}13)+(0{,}44-\varepsilon)\left(1-e^{-3{,}5p/\mathrm{E}}\right) \qquad (17)$$

Как следует из уравнений (15)–(17), нет единого мнения при определении величины $\bar{s}_m$, и этот вопрос требует дополнительных исследований, так как величина $\bar{s}_m$ при известном ε определяет величину впускной щели.

Для демонстрации влияния впускной щели на величину толщины масляного слоя воспользуемся методикой [11] и данными работы [6], согласно которой радиус кривизны и угол бокового сегмента описываются выражениями (4) и (5).

Впускная щель образуется неконтактирующей частью уплотнительного кольца и поверхностью контртела. При отсутствии движения контртела прокладка прижата к его поверхности. При движении контртела за счет гидродинамических сил на краю контакта в точке w_1, образуется зазор высотой h_1 (рис.3).

Зависимость между высотой h_1, гидродинамическим давлением в нем p, вязкостью η и скоростью u описывается уравнением Рейнольдса

$$\frac{dp}{dx}=\frac{6\eta u(h-h_0)}{h^3}, \qquad (18)$$

где $\frac{dp}{dx}$ - градиент давления, h_0 - толщина пленки в том положении, где $\frac{dp}{dx}=0$.

Считаем, что при неподвижном контакте уравнение поверхности эластомера описывается функцией $y=f(x)$. Сделаем следующее допущение: при движении вид эластичной стенки щели описывается уравнением

$$y=h_1+f(x). \qquad (19)$$

Введем следующее обозначение

$$m=\frac{h_1}{h_0}, \qquad (20)$$

исходя из уравнения Рейнольдса $1<m\le 1{,}5$.

Перейдем к относительным координатам

$$\lambda=\frac{x}{d};\quad dx=d\cdot d\lambda;\quad \bar{h}(\lambda)=\frac{h(\lambda)}{h_I}.$$

Выражение (18) представим в виде:

$$\frac{dp}{dx}=\frac{6\eta u h_1\left(\frac{h}{h_1}-\frac{h_0}{h_1}\right)}{h_1^3\frac{h^3}{h_1}}. \qquad (21)$$

Тогда из выражения (21) получим

$$\frac{dp}{d\lambda}=k\frac{\bar{h}(\lambda)-\frac{1}{m}}{\bar{h}^3(\lambda)}, \qquad (22)$$

где $k=\frac{6\eta u d}{h_1^2}$.

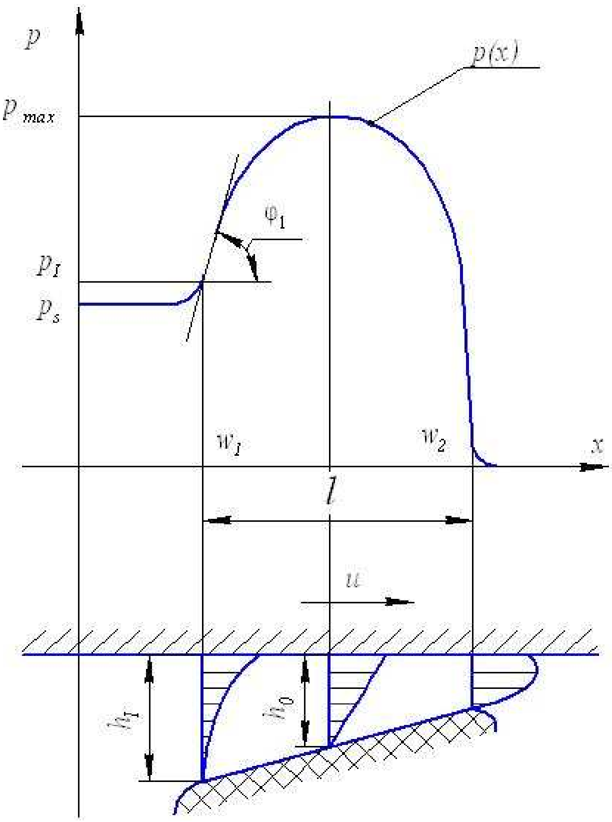

Рис. 3. Распределение давления и схема зазора в эластомерном уплотнении при прямом ходе.

Учитывая направление градиента давления и используя граничные условия: при $\lambda = 0$ $p = p_s$; при $\lambda = \lambda^*$ $p = p_1$, из выражения (22) получим

$$p_1 = p_s + k[I_1 - \frac{I_2}{m}], \qquad (23)$$

где $I_1 = \int_0^{\lambda^*} \bar{h}^{-2}(\lambda) d\lambda$, $I_2 = \int_0^{\lambda^*} \bar{h}^{-3}(\lambda) d\lambda$.

Согласно выражению (19)

$$h(\lambda) = 1 + \frac{y(\lambda)}{h_1}. \qquad (24)$$

Из уравнения (18) следует

$$h_1 = \sqrt{\frac{6\eta u}{p'_{w1}}} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{m}}. \qquad (25)$$

Согласно выражению (12) и с учетом (6), (7) и (11)

$$p'_{w1} = \sigma' \Big|_{x = -\frac{s_0}{2}} = 2{,}193 \bar{s}_0^{\,-0{,}408} \, E/\, d\,. \qquad (26)$$

Подставляя полученное выражение в (25) имеем

$$h_1 = \sqrt{\frac{6\eta u d}{2{,}193 E \bar{s}_0^{\,0{,}408}}} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{m}}, \qquad (26а)$$

$$\bar{h}_1(m, \varepsilon) = \frac{h_1}{d} = \sqrt{\frac{2{,}736 \eta u}{d E \bar{s}_0(\varepsilon)}} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{m}}. \qquad (26б)$$

Следовательно коэффициент k из выражения (22) равен

$$k = 2{,}193 E \bar{s}_0^{\,0{,}408} \frac{m}{m-1}. \qquad (27)$$

Подставляя выражение (27) в (23) получим

$$\frac{p_1}{E} = \frac{p_s}{E} + \frac{2{,}193 m \bar{s}_0^{\,0{,}408}}{m-1}[I_1 - \frac{I_2}{m}]. \qquad (28)$$

Для вычисления интегралов I_1 и I_2 остается определить функцию $y = (\lambda)$, входящую в выражение (24). Используем схему сечения неконтактирующей части уплотнительного кольца (рис.4).

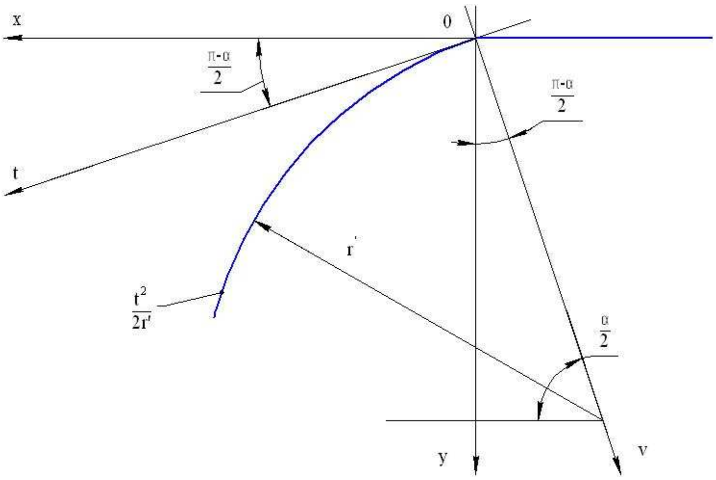

Рис. 4. Схема сечения неконтактирущей части уплотнительного кольца.

В системе координат $v-t$ неконтактирующая часть кольца описывается уравнением

$$v=\frac{t^2}{2r'},$$

где величина $r'=r'(\varepsilon)$ определяется выражением (4).

В новой системе координат $y-x$ неконтактирующая часть кольца с учетом поворота осей по часовой стрелке на угол $\dfrac{\pi-\alpha}{2}$ описывается следующими уравнениями в параметрической форме

$$x(t,\varepsilon)=t\cos\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)-\frac{t^2}{2r'(\varepsilon)}\sin\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right), \qquad (29а)$$

$$y(t,\varepsilon)=t\sin\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)+\frac{t^2}{2r'(\varepsilon)}\cos\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right), \qquad (29б)$$

где $\alpha(\varepsilon)$ - угол, определяемый выражением (5).

Исключая параметр t из уравнения (29а) и подставляя его в (29б) получим

$$\bar{t}(\lambda,\varepsilon)=\frac{t}{d}=\bar{r}'(\varepsilon)\operatorname{ctg}\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)-\sqrt{\bar{r}'^2(\varepsilon)\operatorname{ctg}^2\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)-\frac{2r'(\varepsilon)\lambda}{\sin\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)}}, \qquad (30)$$

$$\bar{y}(\lambda,\varepsilon)=\bar{t}(\lambda,\varepsilon)\sin\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right)-\frac{\bar{t}^2(\lambda,\varepsilon)}{2r'(\varepsilon)}\cos\left(\frac{\pi-\alpha(\varepsilon)}{2}\right). \qquad (31)$$

Зависимости $\bar{y}(\lambda,\varepsilon)$, рассчитанные по выражениям (30) и (31), представлены на рис 5.

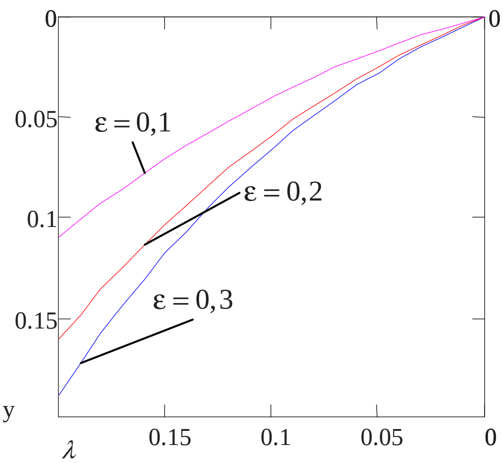

Рис. 5. Уравнение неконтактирующей части уплотнительного кольца при отсутствии движения контртела.

С учетом выражения (24) интегралы I_1 и I_2 равны:

$$I_1(\varepsilon,m)=\int_0^{\lambda^*}\left(1+\frac{\bar{y}(\lambda,\varepsilon)}{\bar{h}_1(m,\varepsilon)}\right)^{-2}d\lambda, \qquad (32)$$

$$I_2(\varepsilon,m)=\int_0^{\lambda^*}\left(1+\frac{\bar{y}(\lambda,\varepsilon)}{\bar{h}_1(m,\varepsilon)}\right)^{-3}d\lambda, \qquad (33)$$

Подставляя выражения (32) и (33) в (28) и учитывая что $\bar{p}_1=p_1/\mathrm{E}$, $\bar{p}_s=p_s/\mathrm{E}$, получим

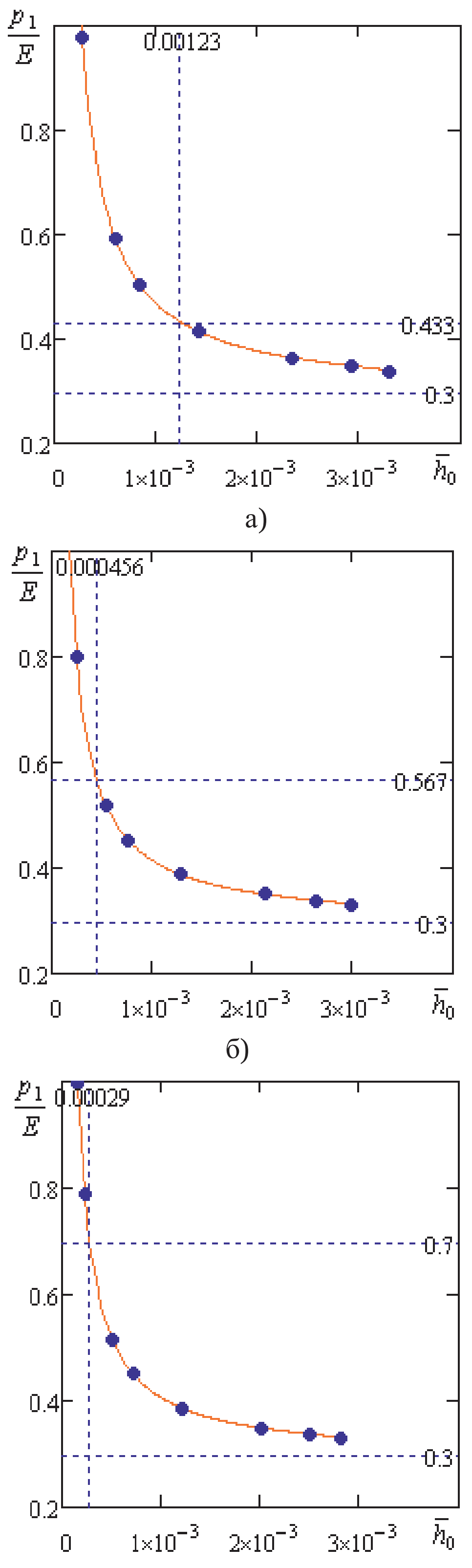

Рис. 6. Зависимости относительного давления $\frac{p_1}{E}(\bar{h}_0)$ для $\frac{p_s}{E} = 0{,}3$ при: $\varepsilon = 0{,}1$ (а); $\varepsilon = 0{,}2$ (б); $\varepsilon = 0{,}3$ (в).

$$\bar{p}_1(m,\varepsilon) = \bar{p}_s + \\ + \frac{2{,}193 m s_0^{0,408}(\varepsilon)}{m-1}\left[I_1(m,\varepsilon) - \frac{I_2(m,\varepsilon)}{m}\right]. \quad (34)$$

Имея зависимости $\bar{p}_1(m,\varepsilon)$ и $\bar{h}_1(m,\varepsilon)$, представляется возможность построения зависимостей $\bar{p}_1 - \bar{h}_1$, а учитывая, что $\bar{h}_1 = \bar{h}_0 m$, также зависимости $\bar{p}_1 - \bar{h}_0$, из которых для рассчитанного $\bar{\sigma}_{k\max}$ определяем относительную толщину масляной пленки $\bar{h}_0 = h_0 / d$.

На рис.6 представлены зависимости $\bar{p}_1 - \bar{h}_0$ для разных значений относительной деформации уплотнительного кольца. Точками на кривых обозначены соответствующие значения параметра m.

Заключение.

1. Как следует из рис. 6, существенное значение на толщину масляной пленки оказывает величина предварительного обжатия. С увеличением относительной деформации от 0,1 до 0,3 толщина масляной пленки уменьшается в 4 раза.

2. Учет впускной щели показал, что для колец круглого сечения значение давления p_1 на 10-15% превышает давление среды p_2.

3. Предложенная методика определения толщины масляной пленки для уплотнительного кольца круглого сечения, учитывающая давление и вязкость рабочей среды, скорость движения, распределение контактного давления и впускную щель, позволяет оптимизировать величину предварительного обжатия, обеспечивающую минимальную утечку и условия жидкостного трения.

Литература

1. Авруценко Б. Х. Резиновые уплотнители Л.: Химия. 1978. 136 с.

2. Уплотнения и уплотнительная техника: справочник / Л.А. Кондаков [и др.]; под общ. ред. А.И. Голубева, Л.А. Кондакова. М.: Машиностроение, 1994. 448 с.

3. Огар П.М. Контактные характеристики и герметичность неподвижных стыков пневмогидротопливных систем двигателей летательных аппаратов : дис. … д-ра. техн. наук. Братск, 1997. 352 с.

4. Огар П.М., Горохов Д.Б., Ключев Е.А. Герметизирующая способность стыка фрактальных шероховатых поверхностей // Совре-

менные технологии. Системный анализ. Моделирование. 2007. № 14. С. 63-65.

5. Огар П.М., Тарасов В.А., Турченко А.В. Герметизирующая способность тяжелонагруженных уплотнительных стыков // Современные технологии. Системный анализ. Моделирование. 2009. № 3. С. 136-142.

6. Алпатов Ю.Н., Бурнин А.А., Огар П.М. Моделирование контактного взаимодействия уплотнительного кольца круглого сечения // Труды Брат. гос. ун-та. Сер. Естественные и инженерные науки – развитию регионов Сибири. 2011. Т. 2. С. 128-134.

7. Добрушкин Д. Б., Савостьянова Э. А. О влиянии диаметра сечения тора на герметизирующую способность радиальных уплотнений. // Каучук и резина. 1968. № 5. С. 39-41.

8. Кондаков Л.А. Уплотнение гидравлических систем. М: Машиностроение. 1972. 240 с.

9. Карашкевич А. Гидромеханика резиновых уплотнений пар возвратно–поступательного движения – утечка уплотняющих колец типа О // Труды VIII междунар. конф. по уплотнительной технике. Дрезден, 1986. С. D49 – D63.

10. Кондаков Л.А. Рабочие жидкости и уплотнения гидравлических систем. М: Машиностроение, 1982. 216 с.

11. Jacewicz J. Bestimmungsmethode der filmschmierdicke fur die elastdichtung bei der hubbewegung unter berucksichtigung der wirkung des eingangsspaltes // IX. International Dichtungstagung. Dresden, 1990. P. 195 – 204.