

Голуб В.М., Голуб М.В., Плескачевский Ю.М., Холодарь Б.Г.

О НАЗНАЧЕНИИ ПРОЕКТНОЙ ШИРИНЫ КОНТАКТНОГО ПОЯСКА ТОРЦОВОГО УПЛОТНЕНИЯ

Ширина контактного пояaska колец пар трения торцового уплотнения определяется радиальными размерами рабочих поверхностей контактных колец, которые в свою очередь должны быть достаточно жесткими, чтобы обеспечить их параллельность и плоскостность в процессе работы под давлением. Экспериментальные данные показывают, что требуемые техническими условиями эксплуатации минимальные (предельно допустимые) утечки через уплотнения могут быть достигнуты на некоторой ширине контактных поясков, превышение которой не приводит к ощутимому снижению утечки. Поэтому прогнозирование такой эффективной ширины пояaska по заданному предельному уровню утечки представляет практический интерес на стадии проектирования уплотнения.

Возможный подход к определению ширины пояaska иллюстрируется рисунком 1, на котором показан характер экспериментально-наблюдаемой зависимости расхода $Q=Q(L)$ жидкости через щелевой зазор уплотнения в зависимости от ширины L пояaska в виде некоторой полосы значений, группирующихся с разбросом возле средней кривой. Эту среднюю кривую обозначим через $Q_C(L)$, а верхнюю и нижнюю граничные линии – через $Q_B(L)$ и $Q_H(L)$.

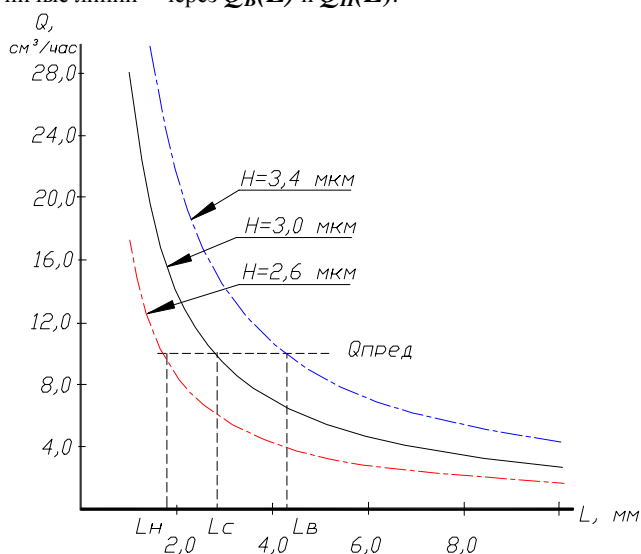


Рисунок 1 – Определение расчетной ширины контактного пояaska уплотнения.

Предположим, что имеется возможность с помощью некоторой модели спрогнозировать эти кривые. Тогда при заданном уровне предельной утечки $Q_{пред}$ естественной допустимой шириной контактного пояaska является величина L_B , через которую проектная ширина может быть назначена с некоторым основанием на предыдущем опыте коэффициентом запаса $K_B > 1$ как $L = K_B \cdot L_B$. При этом через уплотнение

будет обеспечен расход $Q \leq Q_{пред}$. Зависимость величины L от тех или иных рабочих параметров определяется принятой при этом рабочей моделью. Построенные на рисунке 1 зависимости соответствуют использованной в [1,2] модели, в которой учтена зависимость вязкости жидкости от давления и от положения струйки жидкости по высоте щелевого зазора, что позволило, в свою очередь, учесть реологические особенности свойств слоев жидкости, находящихся вблизи рабочих поверхностей колец уплотнения.

К сожалению, предлагаемый способ назначения L не выявляет напрямую влияние этих параметров на выбор ширины контактного пояaska и их относительную значимость с точки зрения влияния на расход Q жидкости через уплотнение. В связи с этим, рассмотрим простейшую зависимость для расхода жидкости через щель, которая соответствует случаю течения ньютоновской жидкости через прямоугольный канал [3,4]:

$$Q = \frac{2}{3} \cdot \frac{bh^3}{\eta L} \cdot p_0, \quad (1)$$

где b – ширина канала,

$H=2h$ – щелевой зазор,

L – длина канала,

η – динамическая вязкость жидкости, проходящей через канал,

p_0 – перепад давления на концах щели.

Для случая торцового уплотнения имеем $b = \pi D$,

где D – средний диаметр контактного пояaska.

Из (1) видно, что расход имеет гиперболическую зависимость от длины, что качественно соответствует экспериментальным данным. Более точная зависимость $Q(L)$ может быть получена при учете зависимости вязкости жидкости в щелевом зазоре от величины гидростатического давления [3,4].

В зависимости (1) под изменяющимися величинами для нашей задачи следует принимать параметры b, η, h, p , поэтому в линейном приближении из (1) имеем

$$Q = Q_0 + \frac{\partial Q}{\partial b} \delta b + \frac{\partial Q}{\partial \eta} \delta \eta + \frac{\partial Q}{\partial p} \delta p + \frac{\partial Q}{\partial h} \delta h, \quad (2)$$

где Q_0 – значение расхода, соответствующее средним уровням параметров $b=b_c, \eta=\eta_c, p=p_{oc}, h=h_c$ из поля их возможного разброса, т.е. их математическим ожиданиям, которым и соответствует график $Q_C(L)$ на рисунке 1.

Учитывая фактически имеющую место для уплотнений малость величины h и сравнимость ее с уровнями волнистости и шероховатости поверхностей контактных поясков можно заключить, что разброс зависимости $Q(L)$ связан прежде всего с неточностью предположения о постоянном значении

Голуб Владимир Михайлович. Аспирант каф. «Машиноведение» Брестского государственного технического университета.

Голуб Михаил Владимирович. Д.т.н., профессор, зав. каф. «Машиноведение» Брестского государственного технического университета.

Плескачевский Юрий Михайлович. Д.т.н., профессор, директор ИММС им. В.А. Белого НАН РБ.

Холодарь Борис Григорьевич. К.т.н., доцент каф. СМиТМ Брестского государственного технического университета. БГТУ, Беларусь, г. Брест, ул. Московская 267.

h (как по своей абсолютной величине, так и по характеру изменения вдоль ширины $b=\pi D$ щелевого канала). В этом случае из (1) и (2) имеем

$$Q = Q_0 + \frac{2bp_0}{3\eta L} 3h^2 \delta h = Q_0 \left(1 + 3 \frac{\delta h}{h} \right). \quad (3)$$

Поскольку $Q_{пред}$ имеет одно и то же значение независимо от фактического уровня технологического разброса $\frac{\delta h}{h}$, можно записать $Q_{пред} = Q_C(h_c) = Q_B(h_B)$

или $\frac{2}{3} \cdot \frac{bh^3}{\eta L_c} = \frac{2}{3} \cdot \frac{bh^3 \left(1 + 3 \frac{\delta h}{h} \right)}{\eta L_B}$ откуда видно, что при

заданном фиксированном значении $Q_{пред}$ допустимая длина L_B будет соответствовать величине

$$L_B = L_C (1 + 3\Delta), \quad (4)$$

где под Δ необходимо понимать верхний предел возможных значений отношения $\frac{\delta h}{h}$, т.е. $\Delta = \left(\frac{\delta h}{h} \right)_{max}$. Эта величина должна быть установлена по данным предварительных опытов (или по данным предшествующей эксплуатации подобных уплотнений с учетом технологических особенностей их изготовления).

С точностью до малых более высокого порядка вместо (4) имеем:

$$L_B = L_C (1 + 3\Delta + 3\Delta^2 + \Delta^3). \quad (5)$$

При выводе формул (4) и (5) фактически предполагается, что при варьировании высоты h щелевой зазор сохраняет прямоугольную форму сечения. При более строгом подходе вместо величины bh^3 при выводе формул следовало бы рассматривать интеграл $\int_0^b h^3(s) ds$, который напрямую связан с

изменением параметров обработки (волнистости, шероховатости) сопрягающихся поверхностей контактных поясков

$$h = h_c + R_a(s) \quad (6)$$

(здесь через s обозначены координаты точек вдоль ширины щели, а через R_a – отклонение высоты h от своего среднего значения h_c).

Если аппроксимировать отклонение формы поверхности от прямолинейной синусоидой

$$h = h_c \left(1 + r \cdot \text{Sin} \frac{2\pi ks}{b} \right), \quad (7)$$

где $r = \frac{R_a}{h_c}$, а k – числовой параметр, принимающий значения $k=0, \frac{1}{2}, 1, 1\frac{1}{2}, 2, 2\frac{1}{2}, \dots$, то получим

$$I = \int_0^b h^3(s) ds = \int_0^b \left(h + R_a \text{Sin} \frac{2\pi ks}{b} \right)^3 ds =$$

$$= h^3 b + 3h^2 R_a \frac{b}{2\pi k} \left(-\text{Cos} \frac{2\pi ks}{b} \right)_0^b +$$

$$+ \frac{3hR_a^2}{2\pi k/b} \left[\frac{2\pi ks}{2b} - \frac{\text{Sin} \frac{4\pi ks}{b}}{4} \right]_0^b +$$

$$+ \frac{R_a^3}{2\pi k/b} \left[\frac{\text{Cos}^3 \frac{2\pi ks}{b}}{3} - \text{Cos} \frac{2\pi ks}{b} \right]_0^b =$$

$$= bh^3 \left[1 + \frac{3}{2} r^2 + \frac{1}{\pi k} \left(-\frac{3}{2} r \Psi_{02} + \frac{1}{3} r^3 \Psi_{04} \right) \right]. \quad (8)$$

В этом выражении обозначения Ψ_{02} и Ψ_{04} следует понимать как необходимость принятия соответствующей функцией числового значения $\Psi_{02}=0$ или $\Psi_{02}=2$ (соответственно $\Psi_{04}=0$ или $\Psi_{04}=4$) в зависимости от того, целым или полуцелым является число волн неровностей, укладываемых на всей ширине щели.

Так как в данной задаче нам необходима для L_B оценка сверху, то мы должны будем из возможных значений для Ψ_{02} и Ψ_{04} выбирать большие, которые здесь соответствуют полурцелым значениям числа k . Тогда получим:

$$I = bh^3 \left[1 + \frac{3}{2} r^2 + \frac{1}{\pi k} \left(-3r + \frac{2}{3} r^3 \right) \right]. \quad (9)$$

С точностью до малых первого порядка можно записать:

$$I = I_0 + \frac{\delta I}{\delta h} \delta h = bh^3 \left[1 + \frac{3}{2} r + \frac{1}{2\pi k} \left(\frac{4}{3} r^3 - 6r \right) + \right.$$

$$\left. + 3 \left(1 + \frac{r^2}{2} - 2 \frac{r}{\pi k} \right) \frac{\delta h}{h_c} \right] \quad (10)$$

Если принять, что на ширине щели $b=\pi D$ укладывается много полуволн синусоидальности обработки, то число k в этом случае является достаточно большим, и поэтому членами, содержащими k в знаменателях, можно пренебречь. Тогда для L_B мы получим выражение

$$L_B = L_C \left(1 + \frac{3}{2} r^2 + 3 \left(1 + \frac{r^2}{2} \right) \frac{\delta h_c}{h_c} \right). \quad (11)$$

Понятно, что при более строгом подходе для описания высоты щелевого зазора вместо (7) следует использовать тригонометрический ряд

$$h = h_c + \sum R_{ak} \text{Sin} \frac{2\pi ks}{b}, \quad (12)$$

но для получения необходимых оценок вклада гармоник различной частоты достаточно взять хотя бы два его члена – один член с малым значением $k=k_1$, что соответствовало бы наличию волнистости обработки, и второй член – с некоторым большим значением $k=k_2$, который соответствовал бы средней шероховатости обработки. Поэтому вместо (7) или (12) примем

$$h = h_c + R_1 \text{Sin} \frac{2\pi k_1 s}{b} + R_2 \text{Sin} \frac{2\pi k_2 s}{b} \quad (13)$$

при k_1 и k_2 кратным, как и ранее, величине 0.5.

Обозначим для удобства

$$\frac{R_1}{h_c} = r_1, \frac{R_2}{h_c} = r_2, \omega_1 = \frac{2\pi k_1}{b}, \omega_2 = \frac{2\pi k_2}{b}, \text{ и найдем}$$

интеграл $I = \int_0^b h^3(s) ds$:

$$I = h^3 \left\{ s + \frac{3 \cdot r_1}{\omega_1} \cdot (-\cos \omega_1 \cdot s) + \frac{3 \cdot r_1^2}{\omega_1} \times \right. \\ \times \left(\frac{\omega_1 \cdot s}{2} - \frac{\sin 2\omega_1 \cdot s}{4} \right) + \frac{r_1^3}{\omega_1} \cdot \left(\frac{\cos^3 \omega_1 \cdot s}{3} - \cos \omega_1 \cdot s \right) + \\ + \frac{3 \cdot r_2}{\omega_2} \cdot (-\cos \omega_2 \cdot s) + \frac{3 \cdot r_2^2}{\omega_2} \cdot \left(\frac{\omega_2 \cdot s}{2} - \frac{\sin 2\omega_2 \cdot s}{4} \right) + \frac{r_2^3}{\omega_2} \times \\ \times \left(\frac{\cos^3 \omega_2 \cdot s}{3} - \cos \omega_2 \cdot s \right) + 3 \cdot r_1 \cdot r_2 \times \\ \times \left(\frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \cdot \sin(\omega_1 - \omega_2) \cdot s - \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \cdot \sin(\omega_1 - \omega_2 \cdot s) \right) + \\ + \frac{3}{4} r_1^2 \cdot r_2 \cdot \left(-\frac{1}{2\omega_1 - \omega_2} \cdot \cos(2\omega_1 - \omega_2) \cdot s + \frac{1}{2\omega_1 + \omega_2} \times \right. \\ \times \cos(2\omega_1 + \omega_2) \cdot s - \frac{2}{\omega_2} \cos \omega_2 \cdot s \left. \right) + \frac{3}{4} r_1 \cdot r_2^2 \times \\ \times \left(-\frac{1}{2\omega_2 - \omega_1} \cdot \cos(2\omega_2 - \omega_1) \cdot s + \frac{1}{2\omega_2 + \omega_1} \times \right. \\ \times \cos(2\omega_2 + \omega_1) \cdot s - \frac{2}{\omega_1} \cos \omega_1 \cdot s \left. \right) \Bigg\}_0^b = \\ = b \cdot h^3 \cdot \left(1 + \frac{3}{2} \cdot (r_1^2 + r_2^2) + \Psi_{12} \right),$$

(14)

где $\Psi_{12} = 0$,

k_1, k_2 – целые числа;

$$\Psi_{12} = \frac{6r_1}{\omega_1} + \frac{4r_1^3}{3\omega_1} + \frac{3}{2} r_1^2 r_2 \left(\frac{1}{2\omega_1 - \omega_2} - \frac{1}{2\omega_1 + \omega_2} + \frac{1}{\omega_2} \right),$$

k_1 – полуцелое число, k_2 – целое число,

$$\Psi_{12} = \frac{6r_2}{\omega_2} + \frac{4r_2^3}{3\omega_2} + \frac{3}{2} r_1 r_2^2 \left(\frac{1}{2\omega_2 - \omega_1} - \frac{1}{2\omega_2 + \omega_1} + \frac{1}{\omega_1} \right),$$

k_1 – целое число, k_2 – полуцелое число.

$$\Psi_{12} = 6 \left(\frac{r_1}{\omega_1} + \frac{r_2}{\omega_2} \right) + \frac{4}{3} \left(\frac{r_1^3}{\omega_1} + \frac{r_2^3}{\omega_2} \right) + \\ + \frac{3}{2} r_1 r_2 \left(\frac{r_1}{2\omega_1 - \omega_2} - \frac{r_1}{2\omega_1 + \omega_2} + \frac{r_1}{\omega_2} + \frac{r_2}{2\omega_2 - \omega_1} - \frac{r_2}{2\omega_2 + \omega_1} + \frac{r_2}{\omega_1} \right)$$

k_1, k_2 – полуцелые числа.

Приняв, как и выше, для k_1 и k_2 полуцелые значения, что дает максимум полученному выражению, находим

$$I = bh^3 \left\{ 1 + \frac{3}{2} (r_1^2 + r_2^2) + 6 \left(\frac{r_1}{\omega_1} + \frac{r_2}{\omega_2} \right) + \frac{4}{3} \left(\frac{r_1^3}{\omega_1} + \frac{r_2^3}{\omega_2} \right) + \right. \\ \left. - \frac{3}{2} r_1 r_2 \left(\frac{r_1}{2\omega_1 - \omega_2} - \frac{r_1}{2\omega_1 + \omega_2} + \frac{r_1}{\omega_2} + \frac{r_2}{2\omega_2 - \omega_1} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{r_2}{2\omega_2 + \omega_1} + \frac{r_2}{\omega_1} \right) \right\}.$$

По аналогии с (10) получим теперь

$$I = I_0 + \frac{\partial I}{\partial h} \delta h = h^3 b \left\{ 1 + \frac{3}{2} (r_1^2 + r_2^2) + 3 \left(1 + \frac{r_1^2 + r_2^2}{2} \right) \frac{\delta h}{h} + \right. \\ + 6 \left(\frac{r_1}{\omega_1} + \frac{r_2}{\omega_2} \right) + \frac{4}{3} \left(\frac{r_1^3}{\omega_1} + \frac{r_2^3}{\omega_2} \right) + \frac{3}{2} r_1 r_2 \left(\frac{r_1}{2\omega_1 - \omega_2} - \right. \\ \left. - \frac{r_1}{2\omega_1 + \omega_2} + \frac{r_1}{\omega_2} + \frac{r_2}{2\omega_2 - \omega_1} - \frac{r_2}{2\omega_2 + \omega_1} + \frac{r_2}{\omega_1} \right) + \\ \left. + 12 \left(\frac{r_1}{\omega_1} + \frac{r_2}{\omega_2} \right) \frac{\delta h}{h} \right\} \quad (15)$$

Считая, как и раньше, что k_1 и k_2 являются достаточно большими числами, можем пренебречь здесь слагаемыми, содержащими частоты ω_1 и ω_2 в знаменателях, и тогда для L_B получим выражение вида

$$L_B = L_C \left(1 + \frac{3}{2} (r_1^2 + r_2^2) + 3 \left(1 + \frac{r_1^2 + r_2^2}{2} \right) \frac{\delta h}{h} \right), \quad (16)$$

которое по структуре соответствует выражению (11). При известных k, k_1, k_2 можно использовать более полные и точные выражения для L_B , вытекающие из (10) и (14). При этом во всех случаях видно, что для рассматриваемой задачи пренебрегать квадратичными слагаемыми в выражениях для L_B недопустимо (напомним, что здесь r_1 и r_2 сравнимы с единицей, так как размер щелевого зазора сравним с неровностями профиля). Например, при волнистости с отклонением от плоскостности 0.5мкм и шероховатости $R_a=0.16$ мкм на каждой из контактирующих поверхностей при зазоре $2h=2.0$ мкм для второго слагаемого в (16) получим суммарное значение $\frac{3}{2} (r_1^2 + r_2^2) \approx 0.4$.

Полученные для L_B формулы отражают влияние геометрических факторов. В то же время, при выборе L необходимо учесть роль и других факторов - изменения перепадов давления на торцах уплотнения и изменение температуры разделительной пленки жидкости.

Для рассматриваемой зависимости (1) входящее в (2) слагаемое $\frac{\partial Q}{\partial p} \delta p$ будет равно

$$\frac{\partial Q}{\partial p} \delta p = Q \frac{\delta p_0}{p_0}, \quad (17)$$

что эквивалентно добавлению в выражения (4), (5), (11) или (16) слагаемого $\frac{\delta p_0}{p_0}$, которое на работающих уплотнениях

имеет тенденцию к увеличению. Величина этого отношения $\frac{\delta p_0}{p_0}$ легко оценивается по эксплуатационным данным.

В (2) входит также слагаемое $\frac{\partial Q}{\partial \eta} \delta \eta$, где $\eta = \eta_0 e^{\frac{U}{KT}}$

(здесь η_0 – размерный множитель, U – энергия активации, K – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура). Как видно, $\delta \eta = \frac{\partial \eta}{\partial T} \delta T$ т.е. вариация вязкости полностью кон-

тролируется температурой проходящей через уплотнение жидкости. Вариация температуры должна учитывать два обстоятельства – изменение эксплуатационной температуры поступающей в уплотнение жидкости (фактор, не зависящий от конструкции уплотнения) и изменение температуры на выходе из уплотнения (а значит и средней температуры жидкости в уплотнении) в связи с возможной вариацией величины щелевого зазора. Как показывают данные опытов [1,2], зависимость $T(h)$ для малых h близка к линейной и имеет ниспадающий характер, - $T(h) \approx T_0 - \gamma h$, где T_0, γ – константы. Следовательно,

$$\frac{\partial Q}{\partial \eta} \delta \eta = \frac{\partial Q}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial T} \left(\delta T_0 + \frac{\partial T}{\partial h} \delta h \right) \right) = Q \frac{U}{KT} \left(\frac{\delta T}{T} - \frac{\gamma \delta h}{T} \right)$$

В связи с тем, что с ростом зазора температура жидкости за счет сил трения падает, то вязкость $\eta(T)$ при этом возрастает, что увеличивает сопротивление течению жидкости в щели. При назначении допустимой ширины контактного пояска L_B это сопротивление не учитывалось, как снижающий фактор утечки. Тогда получается, что вариация вязкости будет контролироваться только возможным приращением температуры поступающей к уплотнению жидкости:

$$\frac{\partial Q}{\partial \eta} \delta \eta = Q \frac{U}{KT} \cdot \frac{\delta T}{T}, \text{ что эквивалентно включению в вы-}$$

ражения для L_B еще одного слагаемого – $\frac{U}{KT} \cdot \frac{\delta T}{T}$. По дан-

ных работы [2] значение $\frac{U}{KT}$ составляет несколько единиц,

и в этом случае получается, что влияние нестабильности температуры поступающей к уплотнению жидкости на величину L_B имеет тот же порядок, что и величина щелевого зазора уплотнения (см. формулу (4)). Следовательно, выражение (4) для L_B трансформируется к виду:

$$L_B = L_C \left(1 + 3 \frac{\delta h}{h} + \frac{\delta p_0}{p_0} + \frac{U}{KT_0} \cdot \frac{\delta T_0}{T_0} \right). \quad (18)$$

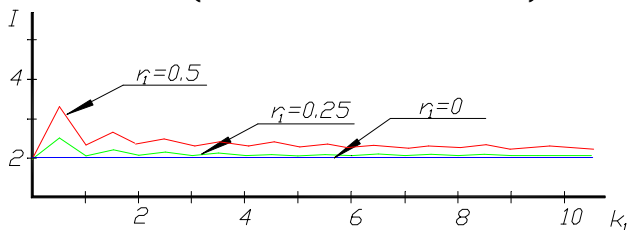


Рисунок 2 – Влияние параметров волнистости и шероховатости обработки на расход жидкости через щелевой зазор, описываемый уравнением (13) при $r_2=r_1/3, k_2=25$.

Аналогично изменяются и выражения (5), (11), (16). Интересно заметить, что если слагаемые $3 \frac{\delta h}{h} + \frac{\delta p_0}{p_0}$ имеют одина-

ковые значения для всех жидкостей, то последнее слагаемое $\frac{U}{KT_0} \cdot \frac{\delta T_0}{T_0}$ непосредственно учитывает реологические свойства конкретной протекающей через уплотнение жидкости.

Графическое представление зависимости (14) дано на рис 2. Из рисунка видим, какую большую роль может играть наличие неизбежных технологических несовершенств обработки, особенно в своем низкочастотном спектре. Основной вклад в увеличение расхода проникающей через уплотнение жидкости дает наличие волнистости обрабатываемой поверхности, влияние собственно шероховатости обработки мало-значительно, что подтверждает результаты, известные из литературы [4]. Наибольшие значения расхода соответствуют волнистости, при которой на окружности кольца укладывается одна полуволна синусоиды ($k=0.5$).

Поскольку при использовании зависимостей (7), (13) предполагается, что одна из поверхностей уплотнения является абсолютно гладкой (и плоской), то целесообразно учесть шероховатость обработки этой поверхности слагаемыми, аналогичными по амплитуде и частоте с используемыми в выражениях (7), (13), но со сдвигом фаз ϵ по отношению к ним, т.е. представить $h(s)$ в виде

$$h = h_c \left(1 + r \cdot \left(\text{Sin} \frac{2\pi k s}{b} + \text{Sin} \left(\frac{2\pi k s}{b} + \epsilon \right) \right) \right), \quad (19)$$

или, соответственно, в виде

$$h = h_c \left(1 + r_1 \left(\text{Sin} \frac{2\pi k_1 s}{b} + \text{Sin} \left(\frac{2\pi k_1 s}{b} + \epsilon_1 \right) \right) + r_2 \left(\text{Sin} \frac{2\pi k_2 s}{b} + \text{Sin} \left(\frac{2\pi k_2 s}{b} + \epsilon_2 \right) \right) \right). \quad (20)$$

Такое представление имеет смысл как для уплотнений из неподвижных колец, так и в случае наличия вращения одного из них. Заметим, что при этом для вращающихся колец предельно допустимым является значение $r_1=1.0$ (здесь h – половина толщины щелевого зазора). Соответствующие расчеты приведены на рисунках 3, 4.

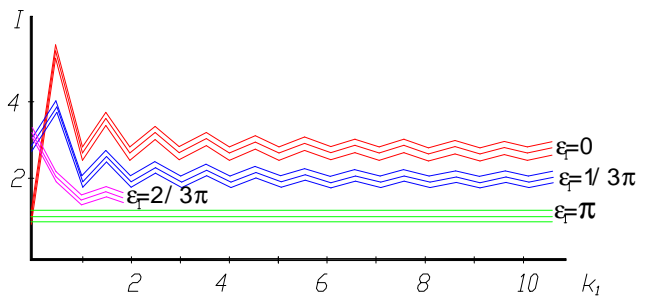


Рисунок 3 – Влияние параметров волнистости и шероховатости обработки на расход жидкости через щелевой зазор, описываемый уравнением (20) при $r_2=r_1/3, k_2=25, \epsilon_2=0$ (верхние линии в группе), $\epsilon_2=\pi/2$ (средние линии), $\epsilon_2=\pi$ (нижние линии).

Как и в случае использования выражений (7) и (13), здесь также обнаруживается относительно слабая роль высокочастотной составляющей, поэтому на рисунках 3 и 4 приведены данные, соответствующие только зависимости (20). На рисунке 4 показано влияние сдвига фаз в случае, когда $k_1=0.5$.

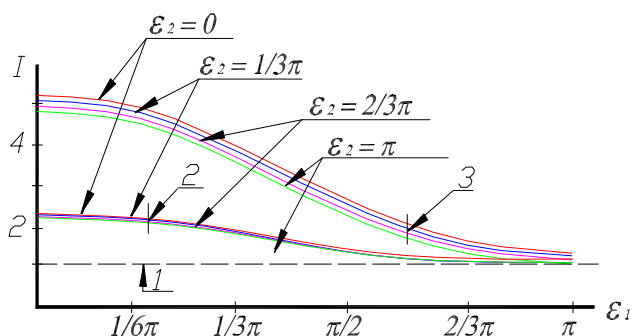


Рисунок 4 – Влияние сдвига фаз ϵ_1 и ϵ_2 на расход жидкости при $k_1=0,5$ в случае: 1 – идеальная поверхность с нулевым отклонением от плоскостности $r_1=0$; 2 – поверхность с волнистостью $r_1=0,25$; 3 – поверхность с волнистостью $r_1=0,5$.

Наглядно видна роль разности фаз между кривыми волнистости колец. Сравнительно со случаем плоских поверхностей максимальный расход жидкости через уплотнение увеличится примерно в $10 r_1$ раз, соответствующее среднеинтегральное

УДК 539.431

Тюрин С.А.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН ПЛАСТИЧНОСТИ ПРИ КОНТАКТНО-МЕХАНИЧЕСКОЙ УСТАЛОСТИ

В работах [1, 2] был установлен особый вид предельного состояния силовых систем при контактно-механической усталости - образование поверхностных волн пластичности. В данной работе сообщаются результаты экспериментального изучения свойств поверхностного слоя металла в зоне указанных волн.

(по сдвигу фаз $0 \leq \epsilon \leq \pi$) значение для $k_1=0,5$ – примерно вдвое меньше.

При этом, конечно, не учитывается влияние на расход неравномерности давления жидкости вдоль окружности колец уплотнения в таком неидеально плоском зазоре при наличии вращения колец.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Голуб В.М., Голуб М.В., Свищев М.А., Холодарь Б.Г. Течение жидкости через узкие щели контактных пар трения торцовых уплотнений. Вестник Брестского государственного технического университета. Машиностроение, автоматизация, ЭВМ. 4'2000. – С. 38-42.
2. Голуб В.М., Голуб М.В., Свищев М.А., Холодарь Б.Г. Модель протечки жидкости в узких щелях с учетом температуры разделительной пленки. Вестник Брестского государственного технического университета. Машиностроение, автоматизация, ЭВМ. 4'2000. – С. 42-44.
3. Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам. Под общ. ред. Б.Б. Некрасова. 2-е изд., перераб. и доп. –Мн.: Вышэйшая школа. - 1985. – С. 382.
4. Справочник по триботехнике. В 3-х томах. Под общ. Ред. М. Хейды и А.В. Чичинадзе. Т1, Т2. М.: Машиностроение. – 1989, 1990.

Для испытаний были изготовлены образцы из нормализованной стали 45, а контрообразцы - из стали 25ХГТ. Испытания проводили по схеме консольный изгиб с вращением + трение качения методом ступенчатого увеличения максимальных контактных напряжений p_0 при неизменном уровне

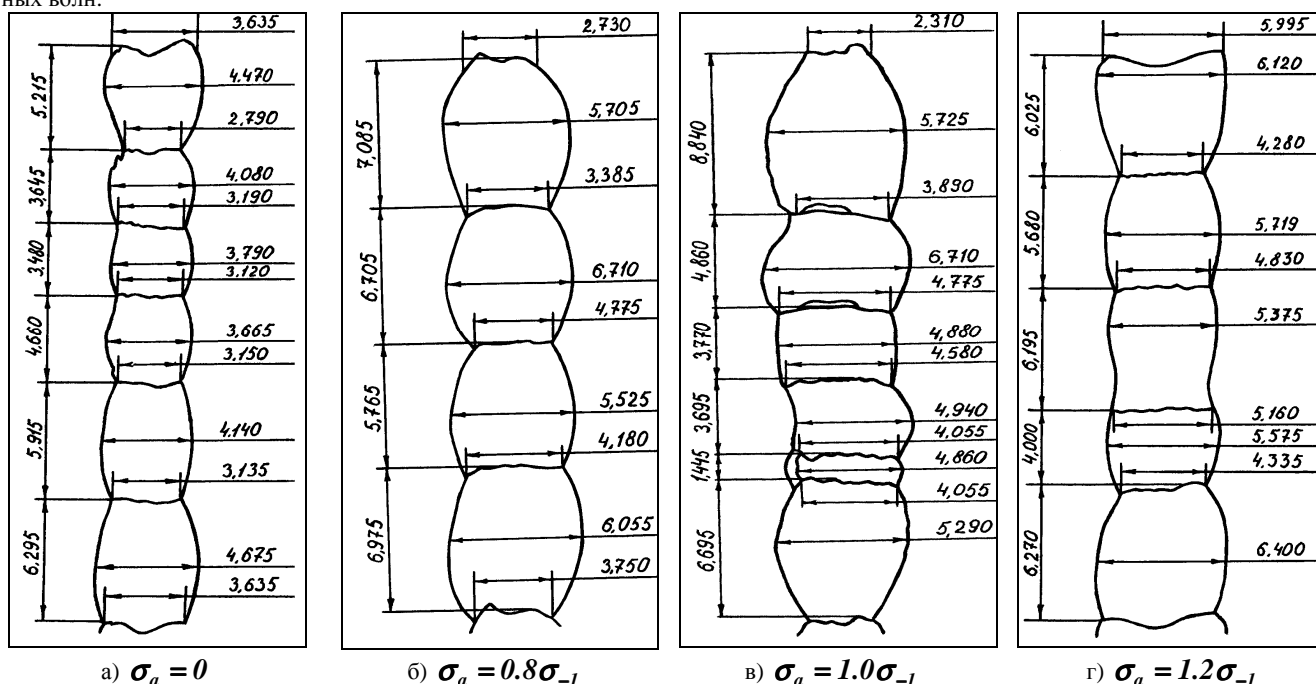


Рисунок 1 – Развертки поверхностных волн пластичности на дорожках катания после испытаний на трение качения и на КМУ.

Тюрин Сергей Александрович. Младший научный сотрудник Института механики машин НАН РБ. Беларусь, г. Минск.