

5. На основе составленной методики возможна разработка методики расчета стыков на герметичность, для чего необходимо иметь характеристику герметичности применяемого типа уплотнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимошенко С. П. Сопротивление материалов. Т. 2. М., «Наука», 1965.
2. Волошин А. А., Григорьев Г. Т. Расчет и конструирование фланцевых соединений. М., «Машиностроение», 1972.
3. Бугов А. У. Еще раз о расчете напряженного состояния симметричных кольцевых фланцевых соединений валов гидротурбин. «Энергомашиностроение», 1966, № 7.
4. Детали машин. Под ред. Ачеркана Н. С. Т. 1. М., «Машиностроение», 1968.

Б. А. Апухтин
Н. С. Кондрашов

О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ТОРЦЕВЫХ КОНТАКТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ

В современных турбомашинах для разделения полостей с разными давлениями, через которые проходит вращающийся ротор, используются торцевые контактные уплотнения, состоящие из сильфона и шайбы, прижатой к ротору (рис. 1).

В таких уплотнениях при отсутствии ограничения поперечных смещений шайбы силы трения на контактной поверхности шайбы могут вызвать устойчивое круговое движение ее в направлении, противоположном вращению ротора.

Существо явления состоит в следующем. Пусть закрепленная на сильфоне шайба 1 (рис. 2) по какой-либо причине оказалась смещенной относительно ротора 2, например, в направлении оси y , но осталась прижатой к вращающемуся ротору по всей плоскости контакта. Тогда из-за поперечной жесткости сильфона нормальное давление в контакте оказывается неравномерным по окружности: оно возрастает в зоне A и уменьшается в зоне C в сравнении с давлением в зонах B и D . Вследствие этого неравномерной по окружности становится и сила трения (на рис. 2 это

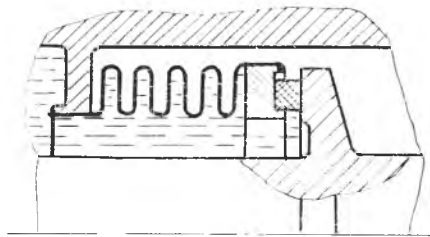


Рис. 1. Схема торцевого контактного уплотнения

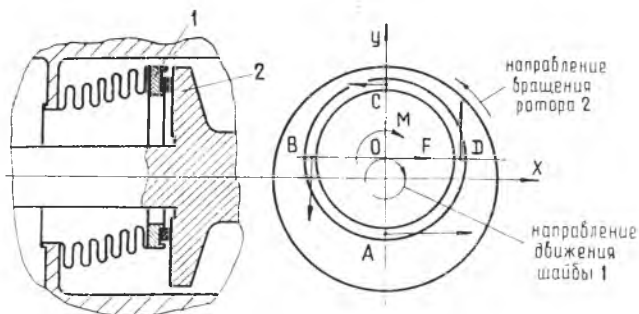


Рис. 2. Схема действия сил трения на смещенную шайбу

условно изображено различной длиной векторов в соответствующих зонах).

В этом положении силы трения, действующие на шайбу, после приведения к ее центру O дают крутящий момент M и силу F . Под действием силы F шайба приобретает скорость, перпендикулярную ее смещению в данный момент, что приводит к круговому поступательному движению шайбы вокруг оси ротора в направлении, противоположном вращению ротора. Центробежные силы шайбы при таком движении увеличивают радиус вращения. При достаточно большом радиусе вращения может произойти потеря герметичности уплотнения или усталостная поломка сильфона.

В настоящей статье выявлены условия, при которых может наступить описанное явление, а также определены амплитуда и скорость движения точки шайбы, например, центра тяжести, и исследована устойчивость стационарного движения.

Для исследования движения центра тяжести шайбы используем плоскую упруго-массовую модель с двумя степенями свободы и полярную систему координат r, α (рис. 3). В дальнейшем сильфон предполагается безмассовым, вращение ротора — с постоянной скоростью, рассеяние энергии в материале сильфона — не зависящим от частоты, изменение r или α — моногармоническим.

Используя условия равновесия сил, действующих на шайбу в радиальном и тангенциальном направлениях, а также условную упруго-вязкую схему для описания рассеяния энергии в материале сильфона (как это сделано в работе Панкова Я. Г. «Внутреннее трение при колебаниях упругих систем». М., Физматгиз, 1960), получим уравнения движения:

$$m\ddot{r} - m r \dot{\alpha}^2 + 2n_r \dot{r} + cr + F_r = 0, \quad (1)$$

$$m r \ddot{\alpha} + 2n_\alpha r \dot{\alpha} + F_\alpha = 0,$$

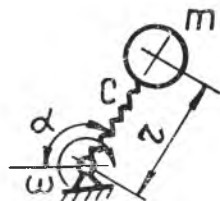


Рис. 3. Расчетная схема

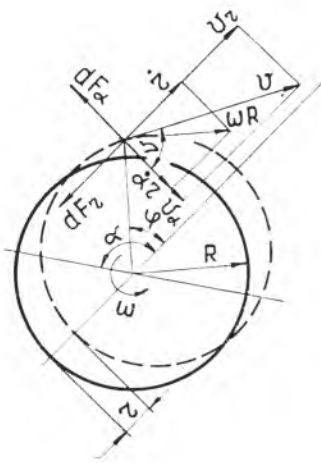


Рис. 4. К определению силы трения на контактной поверхности

где точкой обозначено дифференцирование по времени;
 m — масса шайбы;
 c — поперечная жесткость сильфона при поступательном смещении шайбы;

$$n_r = \frac{\eta c}{2\omega_r}; \quad n_\alpha = \frac{\eta c}{2\omega_\alpha}; \quad \eta = \frac{\psi}{2\pi};$$

Ψ — коэффициент поглощения энергии в сильфоне;

ω_r — частота изменения радиуса;

ω — частота изменения угла;

F_r — сила трения на контактной поверхности в радиальном направлении;

F_v — сила трения на контактной поверхности в окружном направлении.

Определим величины F_r и F_v . Для этого рассмотрим контактную поверхность в виде тонкого кольца радиуса R (рис. 4). Компоненты относительной скорости шайбы и ротора в точке с координатой φ равны

$$v_r = \omega R \sin \varphi + \dot{r}, \quad (2)$$

$$v_\alpha = \omega R \cos \varphi + \dot{\alpha} r,$$

где ω — угловая скорость вращения ротора.

Направление вектора скорости v определяется углом ν (рис. 4):

$$\sin \nu \approx \sin \varphi + \frac{\dot{r}}{\omega R} \cos^2 \varphi - \frac{\dot{\alpha} r}{\omega R} \sin \varphi \cos \varphi, \quad (3)$$

$$\cos \nu \approx \cos \varphi + \frac{\dot{\alpha} r}{\omega R} \sin^2 \varphi - \frac{\dot{r}}{\omega R} \sin \varphi \cos \varphi.$$

Модуль вектора скорости

$$v = \sqrt{v_r^2 + v_\alpha^2} = \omega R \Phi, \quad (4)$$

где

$$\Phi = 1 + \frac{\dot{r}}{\omega R} \sin \varphi + \frac{\dot{\alpha} r}{\omega R} \cos \varphi.$$

Сила трения dF на элементарной дуге кольца в точке с координатой φ

$$dF = \frac{\mu}{2\pi} (dN - 2rk \cos \varphi), \quad (5)$$

где μ — коэффициент трения,

N — сила предварительного прижатия,

$$k = \frac{c_\psi}{R},$$

C_ψ — поперечный момент на контактной поверхности при единичном смещении шайбы.

Сила трения dF будет направлена в сторону, противоположную вектору скорости. Проекции dF в радиальном и окружном направлениях соответственно будут равны:

$$\begin{aligned} dF_r &= dF \sin \nu, \\ dF_\alpha &= dF \cos \nu. \end{aligned} \quad (6)$$

Представим зависимость коэффициента трения от относительной скорости скольжения на контактной поверхности в виде

$$\mu = \mu_0(1 + \xi_1 v + \xi_2 v^2 + \xi_3 v^3), \quad (7)$$

где μ_0 — коэффициент трения покоя;

ξ_1, ξ_2, ξ_3 — константы, характеризующие контактную пару.

Подставляя соотношения (3) и (5) с учетом (4) и (7) в равенства (6), а затем интегрируя полученные выражения по окружности контактного кольца, получим

$$F_r = \frac{\mu_0 N r}{2\omega R} q_1, \quad F_\alpha = \frac{\mu_0 N \alpha r}{2\omega R} q_1 - \mu_0 k r q_2, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} q_1 &= 1 + 2\xi_1 \omega R + 3\xi_2 (\omega R)^2 + 4\xi_3 (\omega R)^3, \\ q_2 &= 1 + \xi_1 \omega R + \xi_2 (\omega R)^2 + \xi_3 (\omega R)^3. \end{aligned}$$

Подставляя формулы (8) в (1) и аппроксимируя коэффициент η линейной зависимостью, окончательно получим уравнения движения шайбы:

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{r} - m\dot{r}\dot{\alpha}^2 + \dot{r} \left(2n_{0r} + 2n_{1r} r + \frac{1}{2} \mu_0 q_1 \frac{N}{\omega R} \right) + cr &= 0, \\ m\ddot{\alpha} + \dot{\alpha} \left(2n_{0\alpha} + 2n_{1\alpha} r + \frac{1}{2} \mu_0 q_1 \frac{N}{\omega R} \right) - \mu_0 q_2 k &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Здесь

$$n_{0r} = \frac{\gamma_0 c}{2\omega_r}, \quad n_{1r} = \frac{\gamma_1 c}{2\omega_r}, \quad n_{0\alpha} = \frac{\gamma_0 c}{2\omega_\alpha}, \quad n_{1\alpha} = \frac{\gamma_1 c}{2\omega_\alpha},$$

γ_0, γ_1 — соответственно постоянная и амплитудно-зависимая составляющие коэффициента потерь в материале сальфона.

Как следует из системы (9), нелинейная зависимость (7) не приводит к дополнительным нелинейным членам в уравнениях движения. Учет этой зависимости уточняет только эффективные динамические коэффициенты трения $\mu_0 q_1, \mu_0 q_2$ и устанавливает их зависимость от скорости вращения ротора ωR .

Система (9) допускает частное решение:

$$r_0 = \text{const},$$

$$\dot{\alpha}_0 = \text{const},$$

$$\omega_{\alpha} = \dot{\alpha}_0,$$

что соответствует движению точек шайбы по окружности радиуса r_0 с постоянной скоростью $\dot{\alpha}_0 r_0$ в направлении, противоположном вращению ротора. Тогда из уравнений (9) получим:

$$r_0 = \frac{\mu_0 q_2 k - \gamma_0 c - \frac{1}{2} \frac{\mu_0 q_1 N}{\omega R} \sqrt{\frac{c}{m}}}{\gamma_1 c}, \quad (10)$$

$$\dot{\alpha}_0 = \sqrt{\frac{c}{m}}.$$

Из равенств (10) следует, что скорость $\dot{\alpha}_0$ равна собственной частоте поперечных колебаний шайбы на сильфоне и условие возникновения рассматриваемого движения выполняется при соблюдении неравенства

$$\mu_0 k q_2 > \gamma_0 c + \frac{1}{2} \frac{\mu_0 q_1 N}{\omega R} \sqrt{\frac{c}{m}}. \quad (11)$$

Исследуем устойчивость полученного решения (10). Для этого решение уравнений (9) представим в виде:

$$r = r_0 + \delta, \quad (12)$$

$$\dot{\alpha} = \dot{\alpha}_0 + \varepsilon,$$

где δ, ε — малые возмущения.

Ввиду малости δ и ε возмущенное движение будет слабо отличаться от стационарного, поэтому для учета трения в материале сильфона при рассмотрении устойчивости движения используем схему условной эквивалентной вязкости.

Подставляя равенства (12) в (9), получим уравнения в вариациях:

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{\delta} - 2mr_0\dot{\alpha}_0\dot{\varepsilon} + \left(2n_{0r} + 2n_{1r}r_0 + \frac{1}{2} \frac{\mu_0 q_1 N}{\omega R}\right)\dot{\delta} &= 0, \\ m\ddot{\varepsilon} + \left(2n_{0\alpha} + 2n_{1\alpha}r_0 + \frac{1}{2} \frac{\mu_0 q_1 N}{\omega R}\right)\dot{\varepsilon} + 2\dot{\alpha}_0 n_{1\alpha}\delta &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Характеристическое уравнение системы (12) относительно δ и ε после подстановки в него решения (10) имеет вид

$$a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + a_0 = 0,$$

где

$$a_0 = 2 \sqrt{\frac{c}{m}} \left(\mu_0 q_2 k - \gamma_0 c - \frac{1}{2} \frac{\mu_0 q_1 N}{\omega R} \sqrt{\frac{c}{m}} \right),$$

$$a_1 = \frac{\mu_0^2 k^2 q_2^2}{c},$$

$$a_2 = 2\mu_0 k q_2 \sqrt{\frac{m}{c}}; \quad a_3 = m.$$

При этом предполагалось, что $\omega_r = \omega_\alpha = \alpha_0$.

В соответствии с критерием Гурвица при $t \rightarrow \infty$ δ и ε будут стремиться к нулю, если

$$a_0 > 0, \quad a_1 > 0, \quad a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0, \quad a_3 > 0.$$

Коэффициенты a_1 и a_3 всегда положительны, поэтому условия устойчивости движения сводятся к двум неравенствам:

$$\mu_0 k q_2 > \eta_0 c + \frac{1}{2} \frac{\nu_0 q_1 N}{\omega R} \sqrt{\frac{c}{m}},$$

$$\mu_0^4 k^3 q_2^3 > c \left(\mu_0 k q_2 - \eta_0 c - \frac{1}{2} \frac{\nu_0 q_1 N}{\omega R} \sqrt{\frac{c}{m}} \right).$$

В. И. Цейтлин

ОЦЕНКА ПРОЧНОСТИ ДЕТАЛЕЙ В УСЛОВИЯХ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО НАГРУЖЕНИЯ

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- σ_a — амплитудное напряжение переменной составляющей цикла, кгс/мм²;
- σ_{-1} — предел выносливости при симметричном цикле, кгс/мм²;
- σ_c — предел выносливости или предельное напряжение при асимметричном цикле, кгс/мм²;
- σ_c^b — предел выносливости при асимметричном нагружении с учетом повторности нагружения статической составляющей, кгс/мм²;
- σ^t — эквивалентные термические напряжения при теплосменах, кгс/мм²;
- σ_m — среднее напряжение асимметричного цикла, кгс/мм²;
- σ_m^z — среднее повторно-статическое напряжение асимметричного цикла, кгс/мм²;
- σ_m^t — среднее напряжение асимметричного цикла с учетом температурных напряжений, кгс/мм²;
- σ_B — предел прочности материала, кгс/мм²;
- $\sigma_{B\tau}^t$ — предел длительной прочности при температуре $t^\circ\text{C}$ за время τ часов, кгс/см²;
- $\sigma_{B\tau}^z$ — предел длительной прочности с учетом повторности нагружения, кгс/мм²;
- σ_v — действующее переменное напряжение, кгс/мм²;
- k_β — коэффициент запаса прочности при пропорциональном возрастании составляющих нагрузок до предельного состояния;
- k_v — коэффициент запаса прочности при возрастании только переменной составляющей до предельного состояния;
- N — число циклов нагружения переменной составляющей;
- z — число циклов повторного статического нагружения.

Известно, что большинство деталей ГТД работает в условиях многокомпонентного нагружения. Например, рабочие лопатки