

В. М. Люсин

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА СДАВЛИВАНИЯ
НА НЕСУЩУЮ СПОСОБНОСТЬ ГАЗОВОЙ ОПОРЫ
С НАДДУВОМ

В настоящее время во многих областях техники широкое распространение получили газовые опоры, в которых несущая способность создается путем принудительной подачи газа в смазочный зазор (опоры с внешним наддувом) или с помощью эффекта сдавливания смазочной пленки («виброопоры»). До сих пор эти два эффекта считались независимыми и в теоретических работах рассматривались отдельно. Однако при эксплуатации опоры с наддувом в реальных условиях «посторонние» вибрации создают колебания толщины смазочного зазора, приводящие к появлению эффекта сдавливания.

Высокочастотное сдавливание смазочной пленки в опоре с наддувом можно создать и искусственно, применяя специальные генераторы. При теоретическом изучении такой опоры исследуется взаимодействие эффектов сдавливания и наддува.

Рассмотрим течение газовой смазки в зазоре кругового упорного подшипника радиусом r_1 с наддувом (рис. 1), шип которого совершает периодическое поступательное движение в поперечном направлении по закону

$$h = h_0 (1 + \varepsilon \sin \omega t),$$

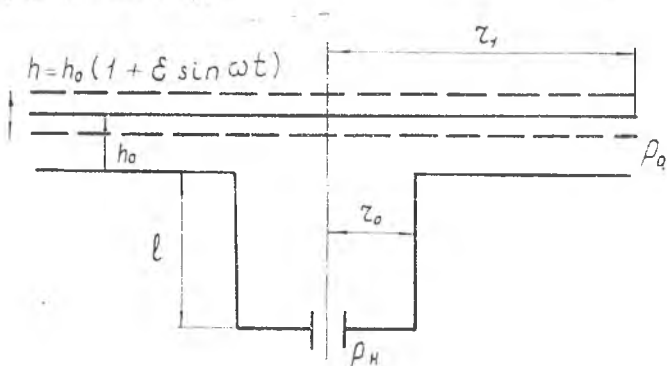


Рис. 1. Схема гибридной газовой опоры

где h — размерная величина зазора; h_0 — номинальный зазор; ε — относительная амплитуда; ω — частота сдавливающего движения.

Наддув производится из камеры нагнетания через отверстие в диафрагме, откуда газ поступает в карман радиусом r_0 и глубиной l и далее — в зазор между шипом и основанием опоры. Давление p_{11} в камере нагнетания поддерживается постоянным. Распределение давления в зазоре подшипника подчиняется нестационарному уравнению Рейнольдса, которое в безразмерном виде можно записать:

$$\frac{h^3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(p r \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \sigma \frac{\partial}{\partial t} (p h), \quad \left(\sigma = \frac{12 \mu r_1^2}{l_0 h_0^2 p_{11}} \right). \quad (1)$$

Здесь σ — число сдавливания; μ — динамическая вязкость; за масштаб давления принято давление в камере нагнетания p_{11} , за масштаб длины — радиус r_1 , за поперечный масштаб — номинальный зазор h_0 , за масштаб времени — период сдавливающего движения $t_0 = \frac{1}{\omega}$.

Найдем периодическое установившееся решение, удовлетворяющее следующим условиям:

$$p(t, r) = p(t + 2\pi, r); \quad (2)$$

$$p|_{r=1} = p_a; \quad (3)$$

$$2h^3 r_0 p|_{r_0} \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r_0} = -m \Theta + \sigma r_0^2 \left[\varepsilon \cos t p|_{r_0} + (h + L) \frac{\partial p}{\partial t} \Big|_{r_0} \right];$$

$$m = \frac{12 \mu M^*}{\pi h_0^3 p_{11}^2}; \quad \Theta(t) = \begin{cases} 1 & p/r_0 \leq 0,5 \\ 2 \sqrt{p/r_0 - p^2/r_0} & 0,5 < p/r_0 \leq 1 \\ -2 \sqrt{p/r_0 - 1} & 1 < p/r_0 \leq 2 \\ -p/r_0 & p/r_0 > 2 \end{cases} \quad (4)$$

Здесь m — коэффициент режима; Θ — функция истечения Праудтля, две последние ветви которой учитывают возможное обратное истечение из кармана в камеру нагнетания [1]; M^* — максимальный расход; $L = \frac{l}{h_0}$ — безразмерная глубина кармана; ρ_{11} — плотность газа в камере нагнетания.

Условие (4) выражает баланс массовых расходов через диафрагму и через кольцевое сечение смазочного слоя радиусом r_0 и высотой h , причем второй член в правой части характеризует изменение массы газа в объеме кармана в единицу времени [2].

Для решения уравнения (1) с условиями (2), (3), (4) использовался полунявный численный метод интегрирования [3]. Перейдя к функции $\varphi = \rho h$ и заменив значение производных по обычной конечно-разностной схеме, получим следующее уравнение в конечных разностях:

$$\begin{aligned} \sigma \frac{\varphi_m^{n+1}}{\Delta t} = & K \left(\frac{\varphi_{m+1}^n - 2\varphi_m^{n+1} + \varphi_{m-1}^n}{\Delta r^2} + \frac{\varphi_{m+1}^{n+1} - \varphi_{m-1}^{n+1}}{2r \Delta r} \right) + \\ & + \sigma \frac{\varphi_m^n}{\Delta t} + \left\{ (1 + \varepsilon \sin[(n+1)\Delta t]) \left(\frac{\varphi_{m+1}^n - \varphi_m^n}{2\Delta r} \right)^2 \right\} + \\ & + \left\{ (1 + \varepsilon \sin[(n+1)\Delta t]) \varphi_m^n - K \right\} \left(\frac{\varphi_{m+1}^n - \varphi_{m-1}^n}{2r \Delta r} + \right. \\ & \left. + \frac{\varphi_{m+1}^n - 2\varphi_m^n + \varphi_{m-1}^n}{\Delta r^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь K — некоторая постоянная (выбирается из соображений устойчивости вычислительной схемы); Δr и Δt — шаги сетки соответственно по координате и времени; верхний индекс соответствует шагу по времени, нижний — по координате. Для записи в конечно-разностном виде граничного условия (4) воспользуемся известной формулой для аппроксимации односторонней производной:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)_{r \rightarrow r_m+0}^n = \frac{4p_{m+1}^n - 3p_m^n - p_{m+2}^n}{2\Delta r}. \quad (6)$$

С учетом (6) условие (4) в конечных разностях запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{h^3}{2} p_0^{n+1} \left(\frac{4p_1^n - 3p_0 - p_2}{2\Delta r} \right) = & - \frac{m\theta}{2r_0^2} + \frac{r_0}{2} \left[\varepsilon \cos t p_0^{n+1} + \right. \\ & \left. + (h+L) \frac{p_0^{n+1} - p_0^n}{\Delta t} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Полученные конечно-разностные уравнения решаются итерационным способом. За начальное приближение распределения давления в момент времени $t = 0$ выбирается известное решение для стационарного случая [4].

После определения поля давлений вычисляются интегральные характеристики опоры:

$$W = 2\pi \int_0^1 (\rho - \rho_a) r dr;$$

$$\bar{W}_N = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W dt,$$

где W и \bar{W}_N — соответственно мгновенная и средняя за период реакции смазочной пленки.

Для случая $\sigma \rightarrow \infty$ можно найти приближенное аналитическое решение задачи.

Будем полагать, что безразмерная глубина кармана L достаточно велика (в реальных подшипниках она достигает величины порядка 10^3). Сделаем преобразования: уравнение (1) проинтегрируем по периоду, а затем по координате [5]. Тогда из условия периодичности установившихся колебаний получим

$$\int_0^{2\pi} \frac{h^3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r p \frac{\partial p}{\partial r} \right) dt = \tau \int_0^{2\pi} \frac{\partial (ph)}{\partial t} dt = 0. \quad (8)$$

Отсюда

$$\int_0^{2\pi} p h^3 \frac{\partial p}{\partial r} dt = \frac{\text{const}}{r}. \quad (9)$$

Из условия (4) при бесконечно большой глубине кармана следует

$$\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r_0} = 0. \quad (10)$$

Подставляя в (9) выражение для производной $\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r_0}$ из условия (4) и учитывая уравнение (10), получим следующее значение для константы интегрирования:

$$\text{const} = -\frac{m}{2r_0} \int_0^{2\pi} \Theta(t) dt = -\pi m \Theta(0), \quad (11)$$

где $\Theta(0)$ — функция истечения в стационарном режиме.

Далее, интегрируя равенство (9) по r , имеем

$$\int_0^{2\pi} p^2 h^3 dt = -2\pi m \Theta(0) \ln r + C. \quad (12)$$

Выражение для константы C получается из условия на выходе смазочного слоя при $r = 1$:

$$C = p_a^2 \int_0^{2\pi} h^3 dt = 2\pi p_a^2 (1 + 1,5 \varepsilon^2).$$

Окончательно имеем следующее интегральное условие:

$$\int_0^{2\pi} p^2 h^3 dt = 2\pi [p_a^2 (1 + 1,5 \varepsilon^2) - m \Theta(0) \ln r]. \quad (13)$$

При $\sigma \rightarrow \infty$ из уравнения (1) получаем

$$ph = a(r).$$

Отсюда видно, что

$$\int_0^{2\pi} p^2 h^3 dt = 2\pi a^2(r) = 2\pi [p_a^2 (1 + 1,5 \varepsilon^2) - m \Theta(0) \ln r],$$

функция давления $p(r, t)$ будет определяться из выражения

$$p(r, t) = \frac{a(r)}{h(t)} = \frac{\sqrt{p_a^2 (1 + 1,5 \varepsilon^2) - m \Theta(0) \ln r}}{1 + \varepsilon \sin t}. \quad (14)$$

Отсюда видно, что при отсутствии наддува ($m = 0$) и $p_a = 1$ (что формально указывает на равенство давления p_n в камере наддува и окружающего атмосферного давления p_a) равенство (14) совпадает с выражением, полученным Пэном и Малапоски в работе [5] для случая сдвигания пленки смазки без наддува между двумя параллельными круглыми дисками.

Численное интегрирование уравнения (1) проводилось на ЭЦВМ М-220. В процессе отладки было установлено, что мощность сетки 20×20 (число шагов по времени \times число шагов по координате) обеспечивает достаточную точность вычислений. Итерационные циклы продолжались до тех пор, пока расхождение между двумя последовательными итерациями не становилось меньше 10^{-4} .

При малых значениях параметров σ , L и r_0 решение системы получить не удалось из-за плохой сходимости итерационного процесса при решении уравнения (7). В интервалах $\sigma \in [0,5; 100]$, $\varepsilon \in [0,1; 0,6]$ и для значений $r_0 \geq 0,1$ и $L \geq 30$ сходимость была достаточно хорошей.

На рис. 2 приведены данные, свидетельствующие о том, что средняя за период несущая способность гибридной газовой опоры увеличивается с ростом чисел ε и σ и может превышать стационарную в 2—3 раза, если вибрация шипа имеет достаточную амплитуду и частоту. При малых числах сдвигания даже сравнительно большие относительные амплитуды вызывают лишь незначительное увеличение несущей способности по сравнению со стационарной. Осредненная вели-

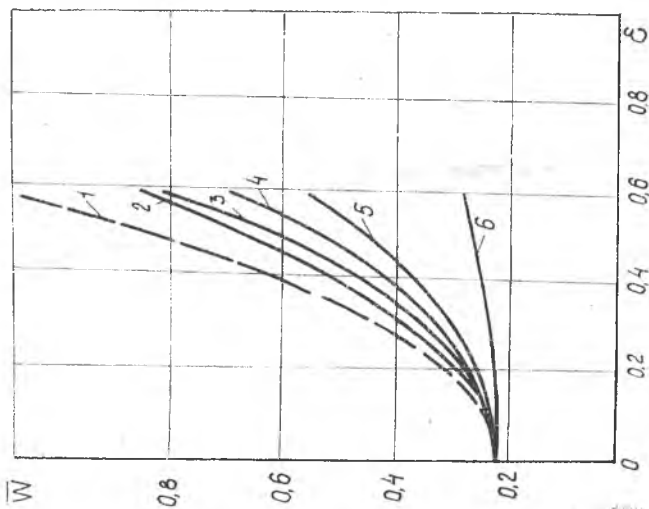


Рис. 2. Средняя за период несущая способность ($m = 0,2$; $L = 100$; $p_a = 0,5$; $r_0 = \infty, 100, 70, 30, 10, 1$)

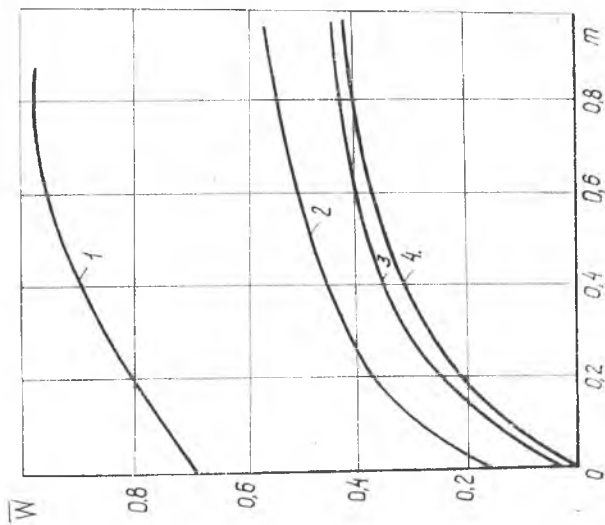


Рис. 3. Средняя за период несущая способность ($\sigma = 30$; $L = 100$; $p_a = 0,5$; $r_0 = 0,1$); 1—4 — соответственно $\epsilon = 0,6; 0,3; 0,1; 0,01$

чина реакции смазочной пленки \bar{W} , вычисленная по асимптотическому решению (14), показана на рисунке пунктиром. Заметим, что при выводе формулы (14) предполагалось, что безразмерная величина кармана L достаточно велика и можно пренебрегать изменением давления в нем. Результаты численного интегрирования показали, что с ростом L амплитуда колебаний давления в кармане уменьшится и при $L = 100$ и не слишком больших относительных амплитудах ($\varepsilon \leq 0,5$) это допущение выполняется с достаточной степенью точности.

На рис. 3 приведены результаты расчета величины осредненной несущей способности \bar{W} для различных относительных амплитуд ε . По оси абсцисс отложен коэффициент режима m . Из рисунка видно, что при малых амплитудах сдвигавшего движения ($\varepsilon = 0,1$) несущая способность отличается от статистической на величину порядка 5%. С ростом амплитуды добавка, вносимая эффектом сдвигания, быстро растет.

Таким образом, в исследованном диапазоне параметров ($\varepsilon \in [0; 0,6]$, $\sigma \in [1; 100]$, $m \in [0; 1]$) общую несущую способность с точностью до 10% можно считать равной сумме вкладов от каждого из эффектов в отдельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Степаняц Л. Г. Труды ЛПИ, № 280, 1967.
2. Алиев Р. З. «Проблемы развития газовой смазки», 1972, № 1.
3. Кастелли, Стивенсон. «Проблемы трения и смазки», 1972, № 1.
4. Заблочкий Н. Д., Карпов В. С. «Механика жидкости и газа», 1973, № 2.
5. Маланоски, Пэн. «Теоретические основы инженерных расчетов», 1964, № 2.

УДК 621.822.5

В. И. Яковлев

ДЕМПФИРОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИИ ЛЕГКОНАГРУЖЕННЫХ РОТОРОВ НА ГАЗОВОЙ СМАЗКЕ

Автоколебания валов на газовой смазке обуславливают необходимость изучения путей их подавления. Намечались два направления в исследовании этого вопроса. Первое предусматривает изменение геометрии зазора между ши-