

Висновки. Розв'язана задача динамічного дослідження механізму для просівання формувальної землі. Розроблено комплекс програм мовою Паскаль, завдяки яким одержані необхідні кінематичні та динамічні характеристики механізму. У результаті роботи над даною задачею динамічного дослідження використана можливість розрахунку різними методами величини $dI_n/d\phi$. Виявилося, що величина похибки точного і наближеного методу незначна. Точним був підрахунок величини $dI_n/d\phi$ аналітичним методом, використовуючи формулу (5), а наближеним – підрахунок похідної від сплайну зведеного моменту інерції (S'_m). Таким чином, можна зробити висновок, що можливо значно зменшити час розрахунків, вилучивши із програми обчислення $dI_n/d\phi$ точним методом, тобто частину операторів, які визначають прискорення центрів мас ланок та кутові прискорення ланок (див. формулу 5).

Список літератури: 1. *Артоболевский И.И.* Теория механизмов и машин. – М.: Наука, 1988. – 776 с. 2. *Грунауэр А.А.* Теория механизмов и машин. – Киев: УМК ВО, 1992. – 384 с. 3. *Кожевников С.Н.* Теория механизмов и машин. – М.: Машиностроение, 1973. – 591 с. 4. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. – М.: Наука, 1978. – 512 с.

Надійшла до редколегії 27.11.2008

УДК 621.762: 621.763

А.Г.КУРИЛОВ; Г.И.ЛЬВОВ, докт. техн. наук; НТУ «ХПИ», Харьков

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПОДШИПНИКА СКОЛЬЖЕНИЯ ДЛЯ ПОГРУЖНЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

Був проведений розрахунок під'ятника ковзання, який працює у режимі рідинного тертя. Розрахунок побудован на гідродинамічній теорії змащування. Були отримані функції розподілення тиску на під'ятник, та ці данні використанні для визначення напружено деформованого стану.

Calculation of the sliding thrust bearing which works in a mode liquid friction has been carried out. Calculation is based on the hydrodynamic theory of greasing. Functions of distribution of pressure upon the bearing have been received, and this data is used for definition of the deflection mode.

Актуальность темы и цель исследования. Для достаточно точного расчета подшипника скольжения должна быть установлена взаимосвязь целого ряда различных параметров: конструктивных размеров опоры, зазора между трущимися деталями, свойств смазывающей жидкости, нагрузки, скорости вращения, способов теплоотвода и т.д. Ответ на этот вопрос дает гидродинамическая теория смазки.

Гидродинамическое давления, развивающее в смазочном слое распределяется неравномерно, потому и целью работы является получение функции распределения давления по сектору подшипника и дальнейшее применение результатов в определении напряженно-деформированного состояния.

Общие положения. Для появления в смазочном слое гидродинамических давлений и соответствующей несущей силы необходим клиновидный зазор между поверхностью пяты и подпятника [1]. Такой зазор можно получить за счет скола отдельных участков (сегментов) рабочей поверхности или же с помощью подвижных самоустанавливающихся сегментов. В данной работе рассмотрен второй способ.

Под воздействием нагрузки, сегменты наклоняются под определенным углом к плоской поверхности, по которой они скользят; при относительном движении трущихся поверхностей образуются смазочные клинья с гидродинамическими давлениями.

При произвольном перемещении поверхности пяты относительно поверхности подпятника в слое жидкости возникают давления, которые могут быть описаны обобщенным уравнением Рейнольдса для плоского потока жидкости [2, 4]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 12\rho V + 6 \frac{\partial}{\partial x} (\rho U h) + 6 \frac{\partial}{\partial z} (\rho W h) + 12h \frac{\partial \rho}{\partial T}. \quad (1)$$

Выражение (1) справедливо при следующих упрощающих допущениях: масло движется в зазоре подшипника ламинарно; влияние капиллярных сил в смазке вследствие их малости не учитывается; принимается, что влияние сил тяжести и сил инерции ничтожно малы по сравнению с гидродинамическими явлениями, развивающимися в смазке; масло прилипает к подшипнику и вкладышу, а поверхностные явления не нарушают прилипания, их действием пренебрегают; кривизна смазочного слоя ввиду малой его толщины в расчет не принимается [1].

Уравнение справедливо для любого случая нестационарного движения вязкой жидкости, для которой величины ρ и μ не являются постоянными, но зависят от температуры, давления и координат рассматриваемой точки. Решение уравнения в общем виде – задача чрезвычайно сложная, да и практическое использование такого решения было бы сопряжено с большими затруднениями. В применении к подшипникам скольжения уравнение может быть существенно упрощено при следующих допущениях:

- смазка подшипника осуществляется несжимаемой жидкостью (маслом, водой, эмульсией и пр.) при $T = \text{const}$, плотность ее $\rho = \text{const}$ и, следовательно, $\frac{\partial \rho}{\partial T} = 0$; последний член правой части отпадает, а ρ можно исключить из обеих частей уравнения;
- принимается, что по всему слою смазочной жидкости, несущему нагрузку, вязкость смазки μ есть величина постоянная и определяется по осредненной температуре и давлению;
- предполагается установившийся режим работы подшипника, который работает с постоянной скоростью скольжения, $v = \text{const}$;
- так как при установившемся движении центр вкладыша не перемещается и эксцентриситет $e = \text{const}$, то скорость в направлении оси OY приравнивается нулю, то есть $V = 0$;

– подшипник конечной длины в соответствии с данными опытов рассматривается как часть бесконечно длинного подшипника, поэтому можно принять $W = 0$ и $P = P_x$.

Для этих условий уравнение Рейнольдса имеет вид

$$\frac{d}{dx} \left(h^3 \frac{dp}{dx} \right) = 6\mu U \frac{dh}{dx}, \quad (2)$$

где U – скорость скольжения на среднем радиусе.

Гидродинамический расчет. Произведем гидродинамический расчет подпятника ЭД.139.060СБ для двигателя ПЭД–107.

Для этого подпятника число сегментов $z = 6$, ширина сегмента $\Delta r = 0,0125$ м, длина сегмента на среднем радиусе $B = 0,013$ м.

Нагрузка на подпятник – 2000 кг.

Вязкость масла $\mu = 0,435$ кг/(м · с).

Скорость скольжения на среднем радиусе

$$U = \omega R_{np} = \pi \cdot n \cdot R_{np} / 30 = 7,457 \text{ м/с.}$$

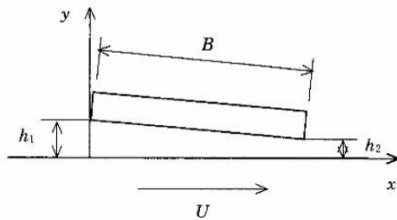


Рисунок 1 – Положение сегмента в смазочном слое

Толщина h масляной пленки между пятой и подпятником выражена линейным уравнением в зависимости от x , следующим образом [3]:

$$h(x) = h_1 - \frac{x}{B}(h_1 - h_2). \quad (3)$$

Введем вспомогательные безразмерные величины – $m = \frac{h_1}{h_2}$; $\bar{x} = \frac{x}{B}$;

$\bar{h} = \frac{h}{h_2}$. Параметр m характеризует угол наклона сектора подпятника.

Тогда с учетом введенных величин получим:

$$\bar{h}(x) = m - \bar{x}(m - 1).$$

Интегрируя уравнение Рейнольдса (2) по x , получаем:

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu U \left(\frac{1}{h^2} - \frac{C_1}{h^3} \right),$$

где C_1 это константа интегрирования. Если толщина масляной пленки в точке максимального давления, или точке где $dp/dx = 0$, обозначить h_m , то имеем: $C_1 = -h_m$

$$\frac{dp}{dx} = 6\mu U \left(\frac{1}{h^2} - \frac{h_m}{h^3} \right).$$

Проинтегрируем снова по x .

$$p = 6\mu U \int_{h_1}^h \frac{1}{h^2} - \frac{h_m}{h^3} dx + C_2. \quad (4)$$

Здесь h_m и C_2 определим из граничных условий – давление на входе и выходе из сектора равно 0.

$$p(h_1) = p(h_2) = 0.$$

При $h = h_1$: $p(h_1) = 0 + C_2 = 0$, следовательно $C_2 = 0$.

$$\text{При } h = h_2: p(h_2) = 6\mu U \int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{h^2} - \frac{h_m}{h^3} dx = 0, \text{ откуда } h_m = \left(\int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{h^2} dx \right) \bigg/ \left(\int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{h^3} dx \right).$$

Подставим константы интегрирования в уравнение (4) и запишем это уравнение в безразмерных переменных \bar{x} и \bar{h} :

$$p(h_2) = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \int_{h_1}^h \frac{1}{h^2} - \frac{\bar{h}_m}{h^3} d\bar{x}, \text{ где } h_m = \left(\int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{h^2} dx \right) \bigg/ \left(\int_{h_1}^{h_2} \frac{1}{h^3} dx \right) = \frac{2m}{m+1}.$$

Получим окончательный вид для $p(x)$:

$$p(\bar{x}) = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \frac{(m-1)(1-\bar{x})\bar{x}}{(m+1)(m-m\bar{x}+\bar{x})^2} = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \bar{p}(\bar{x}). \quad (5)$$

Несущая сила, приходящаяся на единицу ширины одного сегмента

$$P = \int_{h_1}^{h_2} p dx = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \int_{h_1}^{h_2} x \left(\frac{1}{h^2} - \frac{\bar{h}_m}{h^3} \right) d\bar{x}. \quad (6)$$

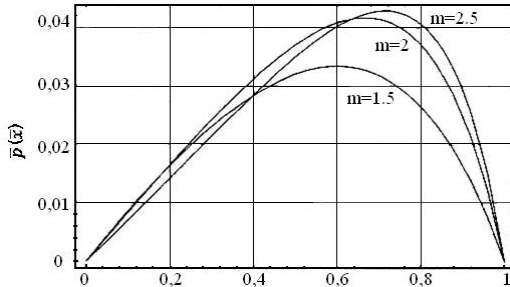


Рисунок 2 – Графики зависимости давления от \bar{x} при различных m , то есть при различных углах наклона сектора.

Для сегмента бесконечной ширины, несущая сила будет определяться из уравнения:

$$P = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \frac{1}{(m-1)^2} \left[\ln m - \frac{2(m-1)}{m+1} \right] = \frac{6\mu UB}{h_2^2} \bar{P}(m). \quad (7)$$

Для сегмента конечной ширины Δr несущая сила P_κ должна определяться с учетом радиального истечения смазки, то есть задача должна решаться как двухмерная. Однако на практике обычно пользуются приближенными методами [5], вводя поправку ξ на радиальное истечение

$$P_\kappa = P\Delta r\xi = \frac{6\mu UB^2\Delta r}{h_2^2} \xi \bar{P}(m), \quad (8)$$

$$\text{где } \xi = \frac{5}{6} \frac{1}{1 + \frac{B^2}{\Delta r^2}}.$$

Несущая сила всей опоры [1] определяется из формулы:

$$P_0 = P_\kappa z = 0,133 \frac{\mu UB^2 \Delta r z}{h_2^2 \left(1 + \frac{B^2}{\Delta r^2} \right)}. \quad (9)$$

Формула (9) позволит определить, что $h_2 = 77,191 \cdot 10^{-6}$, м

Теперь определим значение x_c – центр давления масляной пленки, места в котором будет расположена ножка сектора:

$$x_c = \frac{1}{P} \int_{h_1}^{h_2} p x dx = \frac{3\mu UB^3}{Ph_2^2} \int_{h_1}^{h_2} x \left(\frac{1}{h} - \frac{\bar{h}_m}{h^3} \right) dx. \quad (10)$$

Откуда:

$$\bar{x}_c = \frac{2m(m+2)\ln m - (m-1)(5m+1)}{2(m-1)[(1+m)\ln m - 2(m-1)]} = 0,662.$$

Применим полученную функцию распределения давления на среднем радиусе в качестве входного параметра для проведения расчета в программном комплексе. Зададим закон распределения давления на средней линии сегмента и распространим его на весь сегмент.

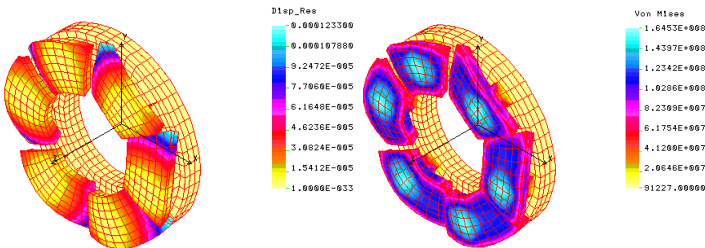


Рисунок 3 – Графики перемещений и напряжений

Как видно из графиков максимальное давление приходится на место где расположена ножка сектора подпятника.

Выводы:

- 1 Получена функция распределения давления на средней линии сектора подпятника. Были получены графики распределения для нескольких случаев наклона сектора.
- 2 Эпюра распределения давления позволяет определить место на секторе подпятника, где давление достигает максимума. Эта точка совпала с координатой центра давления масляной пленки, то есть с координатой расположения ножки сектора.
- 3 Полученные результаты, в частности функция распределения давления и координата центра давления масляной пленки, были применены в программном комплексе для проведения расчета на определение напряженно-деформированного состояния. Данный способ позволил как можно точнее определить напряжения и деформации возникающие в подпятнике.

Список литературы: 1. Чернавский С.А. Подшипники скольжения. – М: Машгиз, 1963. 2. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Том 2. – М: Наука, 1970. 3. Yukio Hori Hydrodynamic Lubrication. Fundamentals of thrust bearings. – Springer Tokyo, 2006. – PP. 47-61. 4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М: ГИТТЛ, 1950. 5. Shiebel R. Die Gleitlager. Berechnung und Konstruktion. – Berlin, Spr. 1933 (русский перевод, ОНТИ, 1936).

Поступила в редколлегию 13.11.2008

УДК 539.1

В.И.ЛАВИНСКИЙ, докт.техн.наук;
А.А.ГРИГОРЬЕВ; НТУ «ХПИ», Харьков

СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВИНТОВОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СТЕРЖНЯ

Розроблена динамічна модель гвинтового стрижня, призначена для дослідження високочастотних нелінійних коливань і автоколивань. Аналізуються поздовжні та поперечні пов'язані коливання, для чого рівнянням надана симетрична матрична форма із відповідним збільшенням кількості коефіцієнтів зв'язку до 12.

The dynamic model of the spiral rod for research of the high frequency nonlinear oscillations has been developed. The Longitudinal and transverse connected oscillations are being examined, for this reason the equations got a symmetric matrix form with the respective increase of the coupling coefficient number up to 12.

Введение. Работа посвящена новым аспектам решения актуальной проблемы изучения нелинейных колебаний и автоколебаний, возникающих в упругих континуальных системах. Известно, что простейшее уравнение автоколебаний Кортевега–де Фриза