



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Московский государственный технический университет  
имени Н. Э. Баумана  
(национальный исследовательский университет)»  
(МГТУ им. Н. Э. Баумана)

ФАКУЛЬТЕТ \_\_\_\_\_ Фундаментальные науки

КАФЕДРА \_\_\_\_\_ Прикладная математика

РАСЧЕТНО-ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
*К КУРСОВОЙ РАБОТЕ*  
*НА ТЕМУ:*

*Решение дифференциального уравнения*  
*Рейнольдса методом конечных элементов*

Студент \_\_\_\_\_  
ФН2-71Б  
(Группа)

\_\_\_\_\_  
(Подпись, дата)

В. Г. Пиневич  
\_\_\_\_\_  
(И. О. Фамилия)

Руководитель курсовой работы

\_\_\_\_\_  
(Подпись, дата)

А. В. Селиванов  
\_\_\_\_\_  
(И. О. Фамилия)

2024 г.

## Оглавление

Введение . . . . .	3
1. Постановка задачи . . . . .	3
2. Вывод уравнения Рейнольдса . . . . .	4
3. Метод конечных элементов . . . . .	6
4. Решение уравнения Рейнольдса с помощью слабой формы Галер- кина . . . . .	7
Заключение . . . . .	9
Список использованных источников . . . . .	10

## Введение

Задачи расчёта подшипников газодинамического типа с зазорами разнообразной формы до сих пор остаются весьма актуальными. По сути, они сводятся к изучению газового смазочного слоя в тонком зазоре произвольной формы. Решением таких задач занимается гидродинамическая теория смазки. Этот раздел механики жидкости и газа начал развиваться в конце XIX века вслед за потребностями техники. Начало теоретическому исследованию течений в тонких зазорах положили работы профессора Технологического института Н. П. Петрова и британского учёного Осборна Рейнольдса, уточнённые и доведённые до возможности практического применения А. Зоммерфельдом, А. Мичелем. Дальнейшие исследования позволили распространить результаты созданной Рейнольдсом теории на газодинамические подшипники. Были даже предприняты успешные попытки получения общего вида уравнения Рейнольдса для смазочного слоя без привязки к конкретной системе координат. Данная работа посвящёна получению пригодной к использованию в практических задачах формы уравнения Рейнольдса и решению его методом конечных элементов.

## 1. Постановка задачи

Задача данной работы — вывести, а затем решение дифференциального уравнения Рейнольдса методом конечных элементов.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (1)$$

где  $h = h(x)$  — толщина слоя,  $p = p(x, z)$  — давление,  $\mu$  — коэффициент вязкости. Граничные условия:  $U$  — скорость в направлении  $x$  на одной из пластин,  $p_{\text{в}}$  — повышенное давление,  $p_{\text{н}}$  — пониженное давление.

Решение уравнения будем искать в квадратной области. Схематичное изображение области и граничных условий изображено на рис. 1.

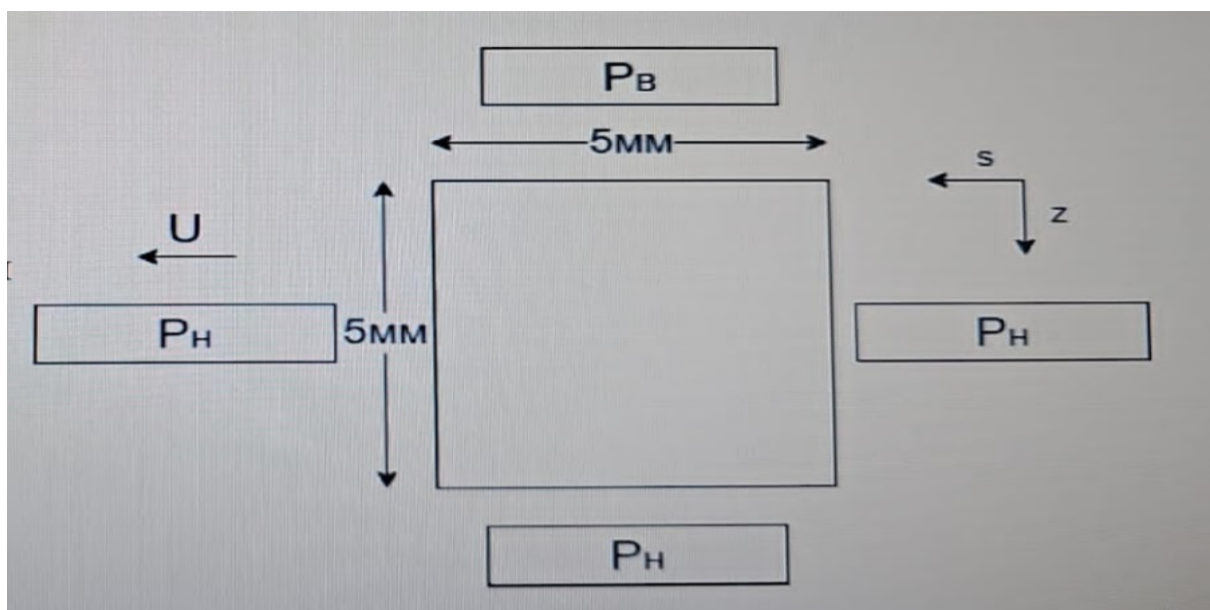


Рис. 1. Схема области решения и граничных условий уравнения Рейнольдса

## 2. Вывод уравнения Рейнольдса

Гидродинамические уравнения несжимаемой жидкости с внутренним трением могут быть представлены в очень простой форме, если пренебречь силами, пропорциональными массам, равно как и силами инерции.

Обозначая через  $x, y, z$  прямоугольные координаты точки, через  $p$  – гидродинамическое давление в этой точке,

$$\begin{cases} p_{xy}, p_{xz}; \\ p_{yx}, p_{yz}; \\ p_{zx}, p_{zy}. \end{cases}$$

силы трения, перпендикулярные к оси, обозначенной первой буквой индекса и параллельные оси, обозначенной второй буквой индекса.

$u, v, \omega$  – проекции скорости на осях  $x, y, z$ . соответственно

$\mu$  – коэффициент внутреннего трения жидкости, можно написать три системы следующих уравнений:

1) Система, определяющая гидродинамическое давление в точке  $x, y, z$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 u}{\partial^2 z} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial y} = \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 v}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 v}{\partial^2 z} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \mu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 z} \right). \end{cases} \quad (2)$$

2) Система, определяющая силы трения в той же точке:

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{zy} = \mu \left( \frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial z} \right), \\ p_{zx} = p_{xz} = \mu \left( \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ p_{xy} = p_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial x} \right). \end{cases} \quad (3)$$

3) Условие несжимаемости жидкости, выраженное уравнением:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Примем, что скорость  $\nu = 0$ , поскольку она мала по сравнению со скоростями  $u = 0$ ,  $\omega = 0$ .

Изменения скоростей  $u$  и  $\omega$  при заданном значении  $y$  для всех изменений  $x$  и  $z$  могут рассматриваться как чрезмерно малые, поэтому примем

$$\frac{\partial^2 u}{\partial^2 x} = 0, \frac{\partial^2 u}{\partial^2 z} = 0, \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 x} = 0, \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 z} = 0.$$

Ограничиваясь приближенным решением, которое можно получить при указанных выше предположениях, уравнения (2), (3) и (4) могут быть приведены к следующей форме.

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial^2 y}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 y}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{xy} = \mu \frac{\partial \omega}{\partial y}, \\ p_{zx} = p_{xz} = 0, \\ p_{xy} = p_{yx} = \mu \frac{\partial u}{\partial y}. \end{cases} \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0.$$

Для определения давления необходимо интегрировать выражения (5), (6). Для этого определим граничные условия.

Для  $y = 0$  имеем

$$\begin{cases} u = U_0, \\ \nu = 0, \\ \omega = 0. \end{cases}$$

Для  $y = h$  имеем

$$\begin{cases} u = U_1, \\ \nu = U_1 - U_1 \frac{\partial h}{\partial h}, \\ \omega = 0. \end{cases}$$

Поскольку  $p$  не зависит от  $y$ , то интегрирование уравнений (5) приводит к уравнениям

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y - h) y + U_0 \frac{h-y}{h} + U_1 \frac{y}{h}, \\ \omega = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y - h) y. \end{cases} \quad (7)$$

Первые производные вторых членов этих уравнений, перенесенные в соответствующие уравнения группы (6), приводят к уравнениям

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{zy} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y - h), \\ p_{xy} = p_{yx} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y - h) + \mu \frac{U_1 - U_0}{h}. \end{cases} \quad (8)$$

Если давление  $p$  считать независимым от координаты  $z$ , то четыре последних уравнения сокращаются до двух: первое из группы (7) и второе из группы (8).

Взяв производные от первого из этих уравнений по  $x$  и от второго по  $z$  и подставляя это в уравнение (4), находим, что

$$\frac{\partial \nu}{\partial y} = -\frac{1}{2\mu} \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial p}{\partial x} (y - x) y \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial p}{\partial z} (y - h) h \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( U_0 \frac{h - y}{h} + U_1 \frac{y}{h} \right) \right).$$

Интегрируя это уравнение в пределах от  $y = 0$  до  $y = h$  и принимая во внимание граничные условия, получаем

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu \left( (U_0 - U_1) \frac{\partial h}{\partial x} \right) + 2V_1.$$

$2V_1$  используется для учёта движений одной из стенок зазора, меняющих значение функции. Если пренебречь этим, и обозначить  $U_0 - U_1$  как  $U$ , то получим искомое уравнение (1).

### 3. Метод конечных элементов

Основная идея метода конечных элементов состоит в том, что любую непрерывную величину, такую, как температура, давление и перемещение, можно аппроксимировать дискретной моделью, которая строится на множестве кусочно-непрерывных функций, определенных на конечном числе подобластей. Кусочно-непрерывные функции определяются с помощью значений непрерывной величины в конечном числе точек рассматриваемой области. В общем случае непрерывная величина заранее неизвестна и нужно определить значения этой величины в некоторых внутренних точках

области. Дискретную модель, однако, не сложно построить, если сначала предположить, что числовые значения этой величины в каждой внутренней точке области известны. После этого можно перейти к общему случаю. Итак, при построении дискретной модели непрерывной величины поступают следующим образом:

- 1) В рассматриваемой области фиксируется конечное число точек. Эти точки называются узловыми точками или просто узлами.
- 2) Значение непрерывной величины в каждой узловой точке считается переменной, которая должна быть определена.
- 3) Область определения непрерывной величины разбивается на конечное число подобластей, называемых элементами. Эти элементы имеют общие узловые точки и в совокупности аппроксимируют форму области.
- 4) Выбор функций формы и аппроксимирующей функции.
- 5) Построение локальной матрицы.
- 6) Построение глобальной матрицы путем сшивания локальных матриц элементов друг с другом.
- 7) Учет граничных условий путем заменой коэффициентов в полученной матрице или же вектора правых частей.
- 8) Решение системы линейных уравнений для получения решения в узловых точках.

## 4. Решение уравнения Рейнольдса с помощью слабой формы Галеркина

Существуют разные подходы к реализации идеи метода конечных элементов. В данной работе рассмотрим решение с помощью слабой формы Галеркина. Для разбиения области на элементы требуется выбрать форму элемента. Поскольку рассматриваемая область прямоугольная, то удобно взять элементы прямоугольной формы. Пусть  $l$  — горизонтальная длинная области, а  $h$  — — вертикальная. Тогда функции формы будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} N_1 = 1 - \frac{x}{l} - \frac{z}{h} + \frac{xz}{lh}, \\ N_2 = \frac{x}{l} - \frac{xz}{lh}, \\ N_3 = \frac{xz}{lh}, \\ N_4 = \frac{z}{h} - \frac{xz}{lh}. \end{cases} \quad (9)$$

Аппроксимирующую функцию зададим в виде:

$$\phi = c_0 N_1 + c_1 N_2 + c_2 N_3 + c_3 N_4.$$

Далее будем искать локальную матрицу из выражения:

$$\int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) - 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

$S_i$  — область, содержащая элемент. Подставим аппроксимирующую функцию  $\phi$  вместо  $p$ .

$$\int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

Далее рассмотрим сумму интегралов:

$$\int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right) dx dz + \int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right) dx dz - \int_{S_i} [N] \left( 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

Будем вычислять интегралы в которых участвует функция  $\phi$  по частям:

$$\int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right) dx dz = [N] \frac{d\phi}{dx} \Big|_{S_i} - \int_{S_i} \frac{d[N]}{dx} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dz,$$

$$\int_{S_i} [N] \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right) dx dz = [N] \frac{d\phi}{dz} \Big|_{S_i} - \int_{S_i} \frac{d[N]}{dz} \left( h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) dx dz.$$

Суть такого подхода в том, что мы снижаем требования по дифференцируемости со второго до первого порядка.

После вычислений этих интегралов и их сложении можно получить матричное уравнение в локальных координатах относительно  $\phi$  следующего вида:

$$W_i \phi = F_i, \tag{10}$$

где  $F_i$  - правая часть, полученная из интеграла, не содержащего  $\phi$ :

$$F_i = \int_{S_i} [N] \left( 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz.$$

Для вычисления глобальной матрицы требуется для каждого элемента подставить в вырождение (10) для локальных координат узловые границы области и вычислить их значения. Далее нужно объединить все матрицы полученные в одну глобальную.

После объединения получаем матричное уравнение

$$W\phi = F,$$

Далее заменяем значения в матрице  $F$  и/или матрице  $W$  так, чтобы решения совпадали с граничными условиями. После подстановки граничных условий решением уравнения будут являться искомые значения давления  $p$  в узловых точках.



## Заключение

В работе представлен вывод уравнения Рейнольдса для установившегося течения в газовом смазочном слое. Уравнение Рейнольдса занимает ключевое место в проблемах расчёта газодинамических подшипников. В работе было рассмотрено решение уравнения Рейнольдса с помощью метода конечных элементов.

## Список использованных источников

1. Петров Н. Гидродинамическая теория смазки, М.: из-во академии наук СССР, 1948. — 558 с.
2. Слезкин Н. Динамика вязкой несжимаемой жидкости, М.: из-во технотeorетической литературы, 1955. — 521 с.
3. Селегринд Л. Применение метода конечных элементов, М.: из-во МИР, 1979. — 195 с.