

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ НАНОДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАЗОРЕ ГЕРМЕТИЗАТОРА С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

КАЗАКОВ Ю.Б., д-р техн. наук

Выполнено численное моделирование распределения скоростей течения нанодисперсной магнитной жидкости с нелинейными магнитной и реологической характеристиками в условиях неоднородного магнитного поля в зазоре герметизатора. Представлены результаты расчетов. Определены мощность потерь на вязкое трение и момент трения герметизатора.

Ключевые слова: магнитожидкостный герметизатор, поле скоростей, магнитожидкостная пробка, реологическая характеристика.

NUMERICAL SIMULATION OF VELOCITY DISTRIBUTION OF NONLINEAR NANO-DISPERSED MAGNETIC LIQUID FLOW IN SEALER GAP WITH INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

Yu.B. KAZAKOV, Doctor of Engineering

The article is devoted to numerical simulation of velocity distribution of nano-dispersed magnetic liquid with nonlinear magnetic and flow curve in inhomogeneous magnetic field of the sealer gap. The calculation results are presented. Loss power for the sealer residual friction and friction moment are defined.

Key words: magneto-liquid sealer, velocity field, magneto-liquid cork, flow curve.

В рабочем режиме магнитожидкостного герметизатора (МЖГ) при вращении возникает азимутальное вязкое течение магнитной жидкости (МЖ). В МЖ возникает тепловыделение, обусловленное вязким трением ее слоев. Локальные тепловыделения определяются динамической вязкостью МЖ и градиентом скорости ее течения в зазоре. Чрезмерный разогрев МЖ интенсифицирует ее испарение, способствует разрушению МЖ, снижает ресурс работы МЖГ. Одновременно вязкое трение слоев МЖ определяет один из важнейших показателей МЖГ – собственный момент трения. Таким образом, анализ гидродинамического состояния, определение собственного момента трения являются важной задачей при разработке МЖГ.

Решение задачи расчета поля скоростей течения МЖ в зазоре МЖГ осложняется заранее неизвестным положением и конфигурацией свободных поверхностей МЖ, зубчатой структурой сердечников и нелинейностью реологической характеристики МЖ – зависимостью динамической вязкости МЖ μ от скорости сдвига γ .

Возникающие в МЖГ физические поля являются взаимозависимыми [1, 2, 5], и все они одновременно оказывают влияние на свойства материалов МЖГ (магнитные, реологические, теплофизические). Например, распределения магнитного и теплового полей зависят от положения и формы магнитожидкостной пробки, которые, в свою очередь, определяются распределениями магнитного и теплового полей. Магнитные свойства МЖ и постоянных магнитов зависят от температуры их работы, но, в свою очередь, реологические характеристики МЖ, тепловыделения в ее элементах и теплофизи-

ческие свойства МЖ зависят от индукции магнитного поля B и температуры T .

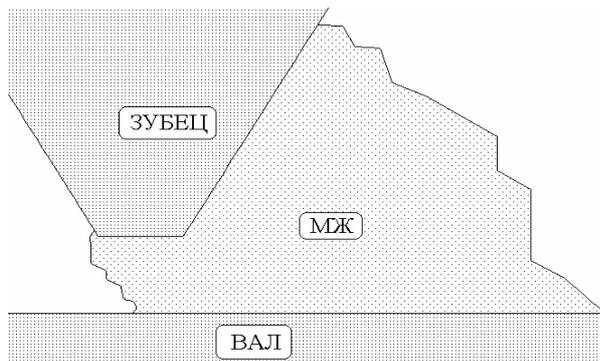
Моделирование гидродинамического состояния МЖГ целесообразно осуществлять численными методами на основе полевых моделей, содержащих множество элементов, например на основе метода конечных элементов [2]. Предварительно выполнялось численное определение положения и конфигурации магнитожидкостной пробки при критическом удерживаемом перепаде давления по результатам расчета магнитного поля МЖГ на заданной конечно-элементной сетке [3] и с использованием адаптивных конечно-элементных сеток [4] (рис. 1). Использовались модели, содержащие десятки тысяч конечных элементов.

В результате решения магнитной задачи, определения положения и конфигурации МЖ, из общей конечно-элементной модели МЖГ вычленяется найденная область магнитожидкостной пробки со значениями индукций в элементах и передается в подсистему расчета гидродинамического состояния МЖГ.

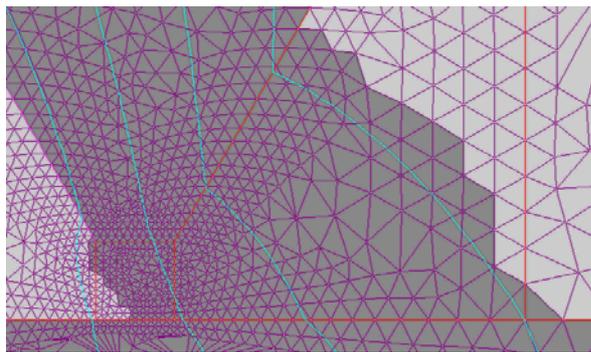
Расчет распределения поля скоростей течения МЖ в зазоре проводится в плоскомеридианном сечении МЖГ в осях r, z для функции

$$\varphi = r v,$$

где v – азимутальная (по угловой координате θ) и единственная составляющая вектора скорости течения МЖ \vec{v} ; выбор функции φ для описания поля скоростей течения МЖ обусловливается тем, что дифференциальное уравнение приобретает симметрию относительно координат r и z .



а)



б)

Рис. 1. Полученная численная конфигурация МЖ при критическом удерживаемом перепаде давления (а), конечно-элементная сетка фрагмента расчетной области и линии магнитного потока (б)

При постановке задачи расчета сдвигового течения вязкой МЖ в зазоре считаем МЖ несжимаемой жидкостью, течение ее в зазоре – осесимметричным, стационарным и ламинарным. При записи уравнения равновесия сил, действующих на МЖ, для азимутальной составляющей v учтем, что кинетическая энергия МЖ для установившегося течения не изменится. Вследствие осевой симметрии МЖГ магнитная сила не имеет азимутальной составляющей. Пренебрегаем гравитационными силами. В таком случае сила вязкого трения будет уравновешивать составляющую градиента давления p в азимутальном направлении. Дифференциальное уравнение течения вязкой МЖ в частных производных принимает вид [8]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \frac{\partial}{\partial r} (\varphi) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial}{\partial z} (\varphi) \right] = - \frac{\partial p}{\partial (r\theta)}. \quad (1)$$

Здесь $\frac{\partial p}{\partial (r\theta)}$ – составляющая градиента внутреннего давления в МЖ в азимутальном направлении; μ – динамическая вязкость МЖ, являющаяся функцией скорости сдвига γ и индукции B .

В этом виде уравнение (1) обобщает дифференциальные уравнения, рассматриваемые в [6, 7].

По условиям задачи и в соответствии с принятыми допущениями:

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} = 0;$$

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}.$$

В [6, 7] рассматривается применение метода конечных разностей для решения аналогичной задачи, но без предварительного численного определения положения и конфигурации магнитожидкостной пробки. Кроме того, решалась линейная задача для более сложного по форме записи дифференциального уравнения.

Метод конечных элементов позволяет создать более точно описывающую поверхности МЖ модель, учесть нелинейность реологической характеристики, в более общей записи формализовать алгоритм достижения решения. Энергетический функционал, подлежащий минимизации, будет иметь вид

$$Q = \frac{1}{2} \iint_{rz} \left\{ \left[\mu \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] \frac{1}{r} - 2\varphi \frac{\partial p}{\partial (r\theta)} \right\} dz dr.$$

Без наличия источника азимутального напора в МЖ принимаем, что внутреннее давление в азимутальном направлении не изменяется:

$$\frac{\partial p}{\partial (r\theta)} = 0.$$

В таком случае уравнение (1) соответствует уравнению Лапласа.

Нелинейная реологическая характеристика МЖ на железе [1, рис. 8.23] аппроксимирована кубичными сплайнами. Влияние индукции магнитного поля на динамическую вязкость МЖ учтено в виде зависимости от квадратного корня из индукции [6, рис. 4.33]:

$$\mu|_{B>0} = \mu|_{B=0} [1 + 50\sqrt{B}],$$

где индукция B задается в Тл.

На поверхностях обоих, возможно зубчатых с изменяемой радиальной координатой, сердечников, формирующих зазор, задаются их скорости вращения n_1 и n_2 . Эти скорости выступают в виде заданных граничных условий области расчета МЖ на границах соприкосновения сердечников с магнитожидкостной пробкой. На свободных поверхностях магнитожидкостной пробки заданы нулевые нормальные производные скорости течения МЖ:

$$\frac{\partial v}{\partial n} = 0,$$

где n – нормаль к границе свободной поверхности МЖ (в отличие от [6, 7], где задаются нулевые производные скорости течения МЖ только по координате z).

Дальнейшее формирование конечно-элементной модели рассматриваемой задачи (рис. 2) и ее обработка выполняются по описанной в [2] процедуре.

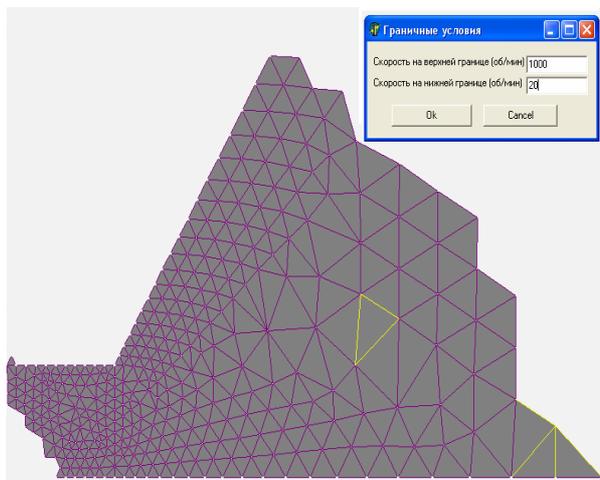


Рис. 2. Выделенная конечно-элементная модель МЖ для расчета гидродинамического состояния

В результате решения гидродинамической задачи (рис. 3) каждый узел конечно-элементной сетки магнитожидкостной пробки имеет свою скорость течения v , каждый элемент L – свою скорость сдвига γ_L и динамическую вязкость μ_L , определяемую рабочей точкой на реологической характеристике при известной в элементе индукции B_L .

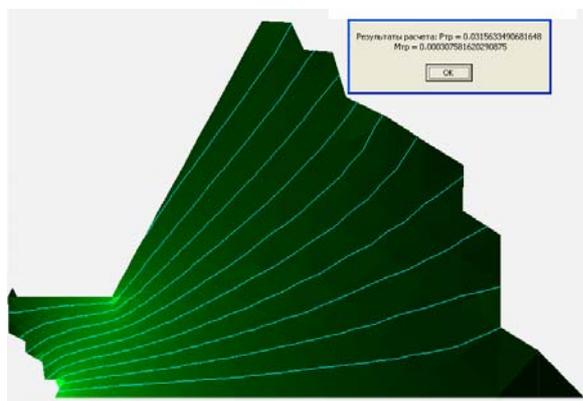


Рис. 3. Линии равных скоростей течения МЖ, мощность потерь на вязкое трение и момент трения

Мощность тепловыделений от потерь на вязкое трение слоев МЖ неравномерно распределена по объему магнитожидкостной пробки. В элементе L МЖ в единице объема выделяется тепловая мощность

$$P_L = \frac{\mu_L \gamma_L^2}{2}.$$

Индукция магнитного поля через влияние на вязкость МЖ определяет, в том числе,

выделяемые в МЖ потери. Далее можно решать тепловую задачу, как, например, в [2].

Собственный момент трения МЖГ определяем энергетическим методом. Считаем, что мощность P , выделяемая при вязком трении слоев МЖ в магнитожидкостной пробке, как сумма мощностей, выделяемых во всех E конечных элементах МЖ с площадями S_L , покрывается механической мощностью, поступающей от вращающихся частей МЖГ:

$$P = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^E S_L 2\pi r_{Lcp} \mu_L \gamma_L^2.$$

Тогда собственный момент трения МЖГ определяется как

$$M_{TP} = \frac{P}{\omega}.$$

Полученная картина распределения поля скоростей течения МЖ соответствует физическим представлениям. Диапазон разброса скоростей сдвига по сечению магнитожидкостной пробки для рассмотренной задачи составил от 80 до 40000 с^{-1} , диапазон разброса значений динамической вязкости элементов МЖ – от 81 до 28 Па·с. В то же время возрастание скорости сдвига в элементах МЖ, расположенных в узкой части зазора, приводящее к снижению динамической вязкости, сопровождается повышением в этих элементах индукции магнитного поля и обратным увеличением динамической вязкости. Значительный разброс значений скоростей течения по объему МЖ подчеркивает целесообразность конечно-элементного моделирования магнитогидродинамического состояния МЖГ с учетом нелинейности реологической характеристики МЖ и представления МЖГ с магнитожидкостной пробкой точной геометрической моделью.

Список литературы

1. **Магнитные жидкости** в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др.; Под ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. – М.: Машиностроение, 1993.
2. **Казаков Ю.Б., Щелькалов Ю.Я.** Конечно-элементное моделирование физических полей в электрических машинах / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2001.
3. **Система** расчета магнитожидкостного герметизатора с параметрически формируемой полевой моделью и определением критического положения магнитной жидкости / Ю.Я. Щелькалов, Ю.Б. Казаков, А.И. Тихонов и др.: Сб. науч. тр. X Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2002. – С. 374–381.
4. **Казаков Ю.Б.** Определение положения границ магнитной жидкости в герметизаторах на основе адаптивных конечно-элементных сеток: Сб. науч. тр. XI Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2004. – С. 309–314.
5. **Страдомский Ю.И.** Основы феррогидродинамики: Учеб. пособие / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2004.
6. **Радионов А.В., Гавриш В.И.** Влияние концентраторов магнитного поля на распределение температуры в зазоре магнитожидкостного герметизатора: Сб. науч. тр. X Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2002. – С. 435–438.
7. **Конечно-разностное** моделирование магнитожидкостного герметизатора / Ю.И. Страдомский, С.М. Пер-

минов, С.С. Борисов и др. // Магнитные жидкости в ИГЭУ: Тр. ИГЭУ; Под ред. Ю.Я. Щелькалова. – Иван. гос. энерг. ун-т, 2004. – С. 149–169.

8. Казаков Ю.Б. Конечно-элементный анализ магнитогидродинамического состояния магнитожидкостных

герметизаторов: Сб. науч. тр. XII Междунар. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Иваново: ИГЭУ, 2006. – С. 355–360.

Казаков Юрий Борисович,
ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
доктор технических наук, профессор кафедры электромеханики,
e-mail: elmash@em.ispu.ru