

01;03

Скорость термоконвективного течения в высокоскоростном магнитожидкостном уплотнении после его остановки

© М.С. Краков, И.В. Никифоров

Белорусский национальный технический университет,
220013, Минск, Белоруссия
e-mail: mskrakov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 7 ноября 2011 г.)

Исследовано конвективное течение в высокоскоростном (линейная скорость поверхности вала > 1 м/с) магнитожидкостном уплотнении после его остановки. Неоднородно нагретая из-за вязкого трения магнитная жидкость после остановки вала находится под воздействием высокоградиентного магнитного поля. Численный анализ показал, что в этих условиях инициируется интенсивная термомагнитная конвекция. Скорость магнитной жидкости в конвективном течении зависит от ее вязкости. Для жидкости с вязкостью $2 \cdot 10^{-4}$ м²/с максимальная скорость течения в объеме с характерным размером порядка 1 мм может достигать величины 10 м/с.

Введение

Во время XI Международной конференции по магнитным жидкостям д-р Р.Е. Розенцвайг (R.E. Rosensweig) обратил наше внимание на тот факт, что после полной остановки высокоскоростного магнитожидкостного уплотнения (МЖУ) на свободной поверхности магнитной жидкости наблюдается ее радиальное движение, причины которого не ясны [1]. Однако известно, что при движении вала магнитная жидкость в МЖУ сильно нагревается из-за вязкого трения. Распределение температуры при этом в объеме магнитной жидкости является неоднородным. Магнитное поле в этом объеме также неоднородно, причем градиент его очень велик ($\sim 10^9$ А/м²). В этих условиях в объеме магнитной жидкости должна возникать интенсивная термомагнитная конвекция, которая и может быть причиной движения, наблюдаемого на поверхности магнитной жидкости, несмотря на то что уплотняемый вал является неподвижным. Принципиально важным является вопрос: какова величина скорости конвективного потока и может ли это течение быть зарегистрировано визуально на свободной поверхности магнитной жидкости в МЖУ.

Определяющие уравнения

Пусть R — радиус вала и a — ширина зазора между валом и полюсом в МЖУ. Как правило, выполняется условие $R \gg a$ и осесимметричное течение в меридиональной плоскости $r-z$ можно считать плоским. Можно ввести функцию тока ψ так, что $v_r = -\partial\psi/\partial z$, $v_z = \partial\psi/\partial r$, и вихрь $\omega = \text{rot}\vec{v}$. Тогда в приближении Буссинеска уравнения движения и теплопереноса в плоском приближении в переменных функция тока —

вихрь в безразмерной форме могут быть записаны в виде

$$\omega = -\Delta\psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} \frac{\partial\omega}{\partial r} - \frac{\partial\psi}{\partial r} \frac{\partial\omega}{\partial z} = \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\omega}{\partial r^2} - \text{Gr}_m[\nabla \times (MT\nabla H)]_\varphi, \quad (2)$$

$$\text{Pr} \left(\frac{\partial\psi}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial\psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \Delta T, \quad (3)$$

где величины v/a , $T_0 = 1$ К и a используются в качестве масштабов при обезразмеривании уравнений, $\text{Pr} = \nu/\kappa$ — число Прандтля, $\text{Gr}_m = \mu_0\beta_\rho T_0 H_0 M_S a^2 / \rho_0 \nu^2$ — магнитное число Грасгофа, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, β_ρ — коэффициент теплового расширения жидкости, ν , ρ_0 и κ — ее вязкость, плотность и температуропроводность, H_0 — максимальное значение напряженности магнитного поля под полюсом МЖУ, $M = M(H, T)$ — намагниченность магнитной жидкости, уравнение состояния полагаем заданным в виде $M(H, T) = M^*(H)[1 - \beta_\rho(T - T^*)]$, $M^*(H) = M_S H / (H_T + H)$, значком „*“ помечены равновесные величины, M_S — намагниченность насыщения магнитной жидкости, H_T — экспериментальное значение напряженности магнитного поля, при котором достигается намагниченность, равная половине намагниченности насыщения (для магнитных жидкостей, используемых в МЖУ, $H_T \approx 50-100$ кА/м).

Задача исследовалась численно в геометрии, представленной в работах [2,3], для полюса магнитной системы МЖУ, имеющего форму гиперболы с углом между асимптотами 2β . Для соответствующего геометрии описания задачи использовалась система координат эллиптического цилиндра η, ξ такая, что координатная линия $\eta = \beta$ совпадает с поверхностью полюса, а линия $\eta = \pi/2$ совпадает с поверхностью вала, координатные линии ξ перпендикулярны им (рис. 1). Для численного решения уравнений (1)–(3) использовалась

конечно-разностная схема, сформулированная на основе метода контрольных объемов. При этом для функции тока на контрольных объемах использовалась линейная интерполяционная функция, а для вихря и температуры — экспоненциальная функция Патанкара [4], которая позволяет учесть направление и интенсивность течения в контрольном объеме.

Для анализа использовались типичные величины физических свойств магнитных жидкостей и конструктивных параметров МЖУ: ширина зазора $a = 2 \cdot 10^{-4}$ м, угол наклона поверхности полюса относительно плоскости симметрии $\beta = 45$ deg, температуропроводность $\kappa = \lambda / \rho_0 c_p = 0.2 / (1.2 \cdot 10^3 \cdot 1.7 \cdot 10^3) = 10^{-7}$ м²/с, коэффициент теплового расширения $\beta_p = 10^{-3}$ К⁻¹, максимальное значение напряженности магнитного поля в зазоре МЖУ $H_0 = 2 \cdot 10^6$ А/м, намагниченность насыщения магнитной жидкости $M_s^* = 4 \cdot 10^4$ А/м, плотность магнитной жидкости $\rho_0 = 1.2 \cdot 10^3$ кг/м³.

Вязкость магнитных жидкостей, используемых в МЖУ, варьируется от $3 \cdot 10^{-5}$ до $1.5 \cdot 10^{-3}$ м²/с. Вычисления проводились на сетке 251×151 узел только для вязкостей $2 \cdot 10^{-4}$ м²/с и более, для которых в работе [3] найдено стационарное поле температур в МЖУ с вращающимся валом. Значения найденных температур использовались в качестве граничных условий при решении уравнения (3). Примеры распределения температуры для одного из вариантов показаны на рис. 2 и 3. Здесь температура T — это разность абсолютной температуры и температуры охлаждающей системы. Таким образом, температура на твердых границах объема магнитной жидкости полагалась заданной и бралась из расчета высокоскоростного МЖУ с вращающимся валом [3].

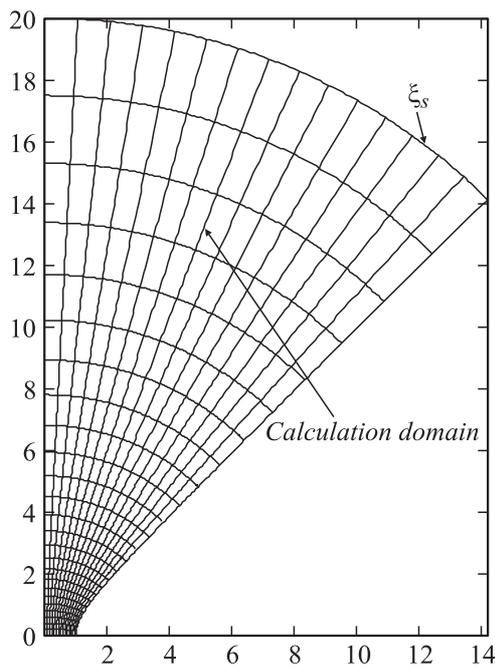


Рис. 1. Расчетная область.

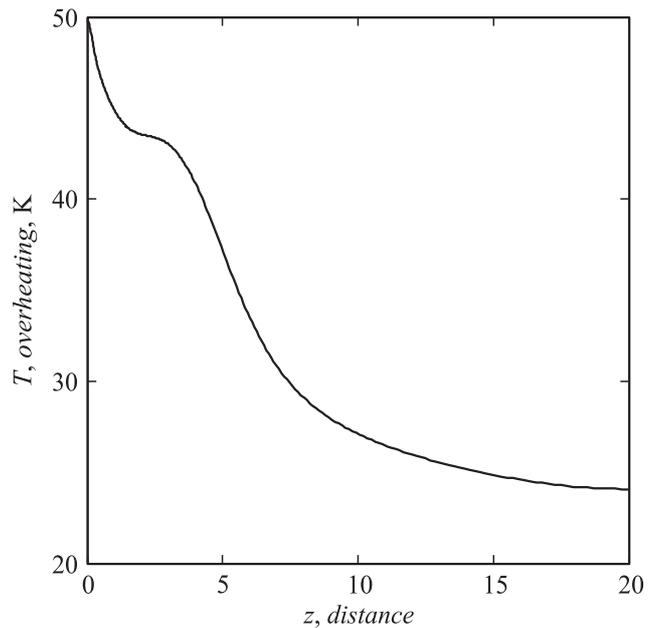


Рис. 2. Изменение температуры вдоль вала МЖУ.

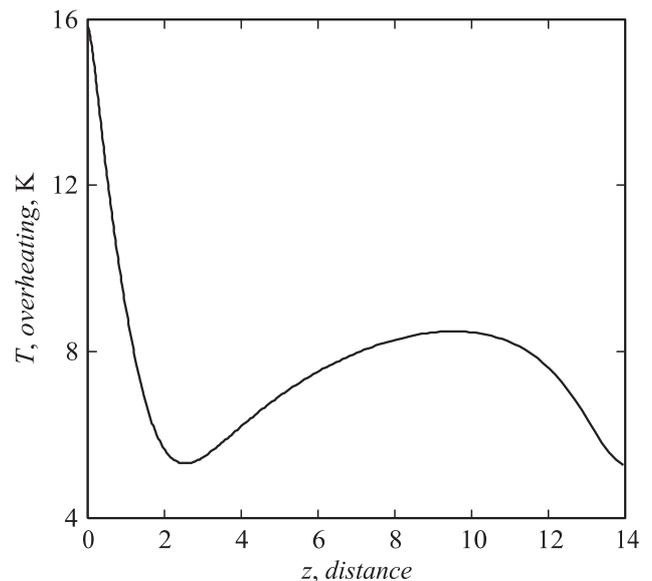


Рис. 3. Изменение температуры вдоль полюса МЖУ.

Тепловой поток на свободной поверхности магнитной жидкости и на плоскости симметрии полагался равным нулю.

Результаты

Численное решение уравнений (1)–(3) показывает, что в расчетной области формируются две конвективные ячейки, причем интенсивность течения в малой ячейке намного выше, чем в большой (рис. 4). Наибольшая скорость конвективного течения наблюдается в малой

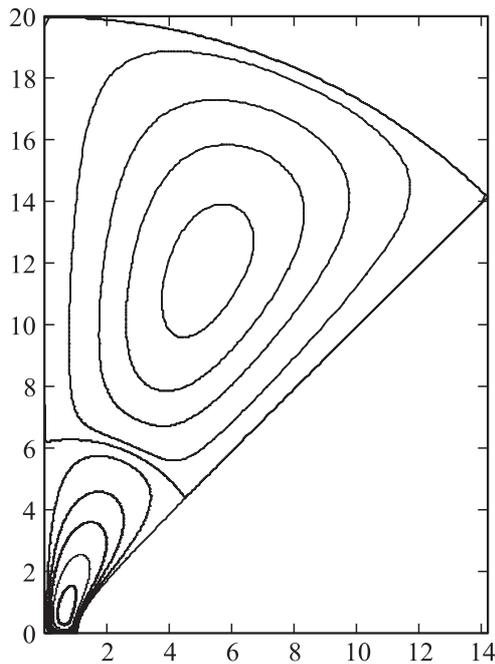


Рис. 4. Линии тока конвективного течения. $Pr = 2040$, $Gr_m = 0.0838$, $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, $T_{\text{max}} = 47 \text{ K}$. $\psi_{\text{max}} = 0.0369$, $\psi_{\text{min}} = -0.00225$. Аналогичная структура течения существует для всех вязкостей.

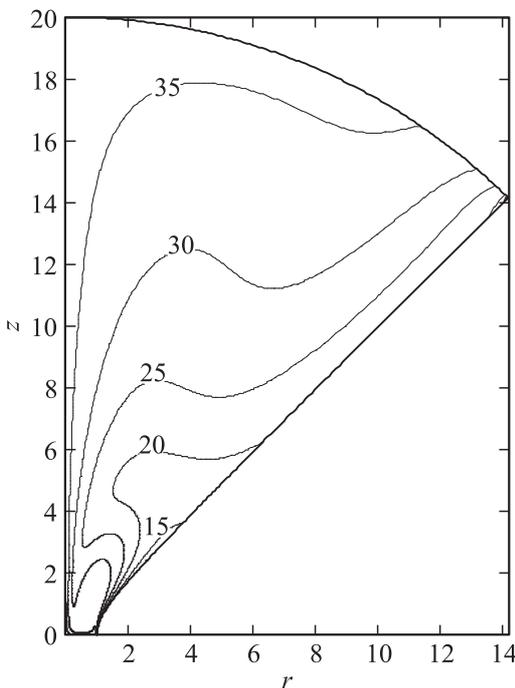


Рис. 5. Температурные профили в объеме магнитной жидкости. $Pr = 2040$, $Gr_m = 0.0838$, $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$, $T_{\text{max}} = 42.7 \text{ K}$.

ячейке недалеко от вершины полюса. Интенсивность течения настолько велика, что изотермы существенно искажаются (рис. 5), хотя обычно в объеме с линейным размером в доли миллиметра превалирует теплопровод-

ность и изотермы соответствуют границам объема. Из представленной картины изотерм видно также, что во внутренней ячейке жидкость движется против часовой стрелки, а в наружной — по часовой, т.е. внешний наблюдатель должен видеть движение поверхности магнитной жидкости от вала к полюсу. Скорость течения на свободной поверхности минимальна вблизи вала и полюса и имеет максимум между ними. Рис. 6 показывает

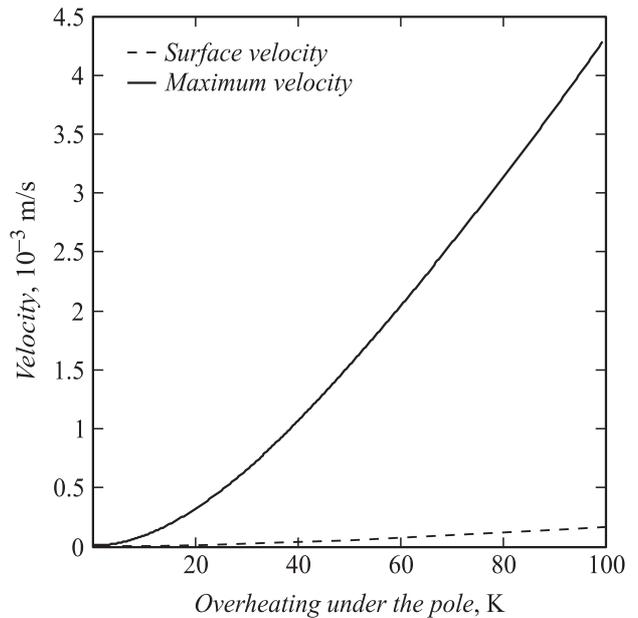


Рис. 6. Зависимость максимальной скорости течения жидкости и скорости на поверхности от избыточной температуры полюса. $\nu = 15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

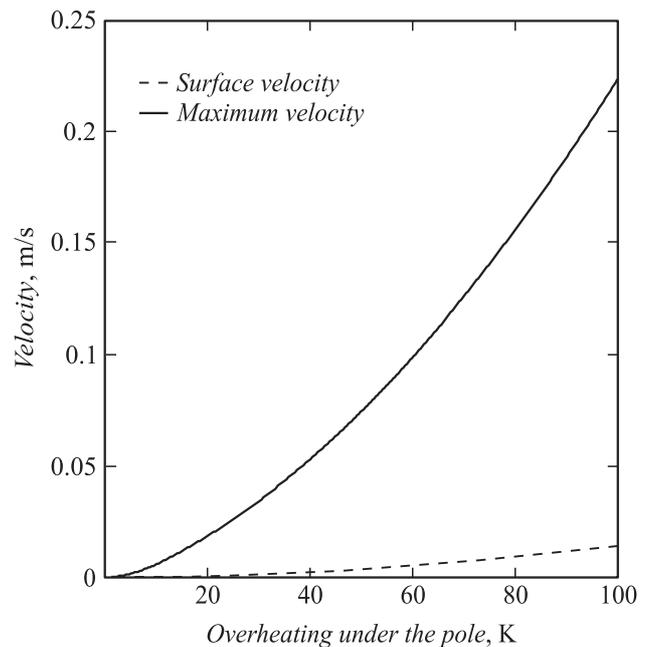


Рис. 7. Зависимость максимальной скорости течения жидкости и скорости на поверхности от избыточной температуры полюса. $\nu = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

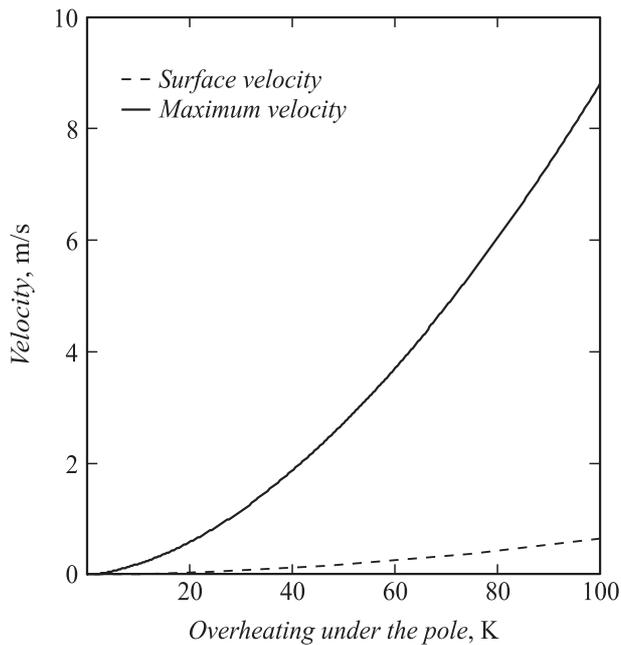


Рис. 8. Зависимость максимальной скорости течения жидкости и скорости на поверхности от избыточной температуры полюса. $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

зависимость максимальной скорости течения в объеме магнитной жидкости и максимальной скорости на ее свободной поверхности от максимальной температуры перегрева поверхности вала. Как и следовало ожидать, интенсивность конвективного течения возрастает с ростом температуры перегрева. Расчеты были выполнены для величин вязкости $\nu = 15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ (рис. 6), $\nu = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ (рис. 7) и $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ (рис. 8). Наибольший интерес представляют значения скорости на свободной поверхности объема магнитной жидкости, которые можно сравнить с данными экспериментальных наблюдений. Видно, что при $T = 50 \text{ K}$ максимальная скорость на свободной поверхности магнитной жидкости варьируется с уменьшением вязкости от 0.15 mm/s для жидкости с вязкостью $\nu = 15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ до 16 cm/s для жидкости с вязкостью $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

Таким образом, естественная термомагнитная конвекция, возникающая в рабочем объеме высокоскоростного МЖУ из-за неоднородного нагрева магнитной жидкости вследствие вязкого трения, может являться причиной наблюдающегося на свободной поверхности магнитной жидкости течения после полной остановки МЖУ.

Заключение

Магнитная жидкость в высокоскоростном МЖУ сильно нагревается из-за вязкого трения. После остановки МЖУ неоднородно нагретая жидкость находится в высокоградиентном магнитном поле. Численный анализ показывает, что в этой ситуации инициируется

интенсивная термомагнитная конвекция. Скорость термоконвективного течения зависит от вязкости магнитной жидкости. Для жидкости с вязкостью $\nu = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ максимальная скорость течения в рабочем объеме МЖУ с характерным размером 1 mm может достигать величины порядка 10 m/s , а на свободной поверхности до $30\text{--}50 \text{ cm/s}$ и может наблюдаться визуально. Таким образом, естественная конвекция в объеме магнитной жидкости благодаря его нагреву во время работы высокоскоростного МЖУ может быть причиной наблюдающегося на свободной поверхности магнитной жидкости течения после полной остановки МЖУ.

Список литературы

- [1] Розенцвайг Р.Е. (Rosensweig R.E.) Частное сообщение, XI Междунар. конф. по магнитным жидкостям. Кошице. Словакия, 2007.
- [2] Полевиков В.К. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 3. С. 170–175.
- [3] Краков М.С., Никифоров И.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 12. С. 47–55.
- [4] Patankar S. // Numerical Heat Transfer And Fluid Flow. Hemisphere, 1980. 197 p.