

УДК: 532.5.032

PACS: 47.15.-x, 47.27.Te

Конвекция магнитной жидкости в замкнутом гидродинамическом контуре

М. А. Косков[†], А. Ф. Пшеничников[‡]

Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, Пермь, ул. Ак. Королева, 1

[†] koskov.m@icmm.ru

[‡] pshenichnikov@icmm.ru

Экспериментально исследована тепловая конвекция феррожидкости в замкнутом гидродинамическом контуре, нагреваемом сбоку, при наложении неоднородного магнитного поля на участок контура вблизи электрического нагревателя. Неоднородное магнитное поле напряженностью до 24 кА/м создается постоянным магнитом типа «неодим-железо-бор», снабженным ферритовыми полюсными наконечниками. Для температурных измерений используются миниатюрные медь-константановые термопары. Измеряются распределение температур вдоль контура и перепады температур по обе стороны нагревателя. Трубы контура обдуваются потоком термостатированного воздуха, обеспечивающего постоянный коэффициент теплоотдачи на внешней поверхности труб и экспоненциальное распределение температуры вдоль контура. Определенный в опытах показатель экспоненты используется для получения информации об интегральном осевом потоке тепла (числе Нуссельта). Опыты проведены на ундекане в режиме обычной гравитационной конвекции и на коллоидном растворе магнетита в керосине умеренной концентрации в режиме смешанной (гравитационной и термомагнитной) конвекции в диапазоне чисел Релея 10^3 – 10^4 . Выполнена оценка характерных магнитных чисел Релея с учетом размагничивающих полей. Для всех режимов построена зависимость числа Нуссельта, нормированного на коэффициент теплоотдачи, от теплового числа Релея. Показано, что термомагнитная конвекция увеличивает интенсивность теплообмена в 4–6 раз.

Ключевые слова: конвективная петля; магнитная жидкость; термомагнитная конвекция; температурные измерения; конвективный теплоперенос.

Поступила в редакцию 26.03.2021; после рецензии 28.04.2021; принята к опубликованию 30.04.2021.

Convection of magnetic fluid in a closed hydrodynamic loop

М. А. Koskov[†], А. F. Pshenichnikov[‡]

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Koroleva St, 1, 614013, Perm

[†] koskov.m@icmm.ru

[‡] pshenichnikov@icmm.ru

Thermal convection of ferrofluid in a closed side-heated hydrodynamic loop is investigated experimentally when a nonuniform magnetic field is applied to the tube section near the electric heater. The nonuniform magnetic field with a strength of up to 24 kA/m is created by a permanent magnet of the “neodymium-iron-boron” type, equipped with ferrite pole pieces. For temperature measurements, miniature copper-constantan thermocouples are used. The temperature distribution along the circuit and temperature differences on both sides of the heater is measured. The tubes of

the loop are cooled by a stream of thermostatic air which ensures a constant heat transfer coefficient at the outer surface of the tubes and an exponential temperature distribution along the circuit. The exponent determined in the experiments is used to provide information about the integral axial heat flux (Nusselt number). The experiments were performed with undecane in the ordinary gravitational convection regime and with medium concentrated magnetic fluid in the combined (gravitational and thermomagnetic) convection regime in the range of Rayleigh numbers 10^3 – 10^4 . The estimation of the characteristic magnetic Rayleigh numbers was carried out taking into account the demagnetizing fields. For all modes, the dependence of the Nusselt number normalized to the heat transfer coefficient on the thermal Rayleigh number is plotted. It is shown that thermomagnetic convection increases the intensity of heat exchange by 4–6 times.

Keywords: convective loop; magnetic fluid; thermomagnetic convection; temperature measurements; convective heat transfer.

Received 26.03.2021; revised 28.04.2021; accepted 30.04.2021.

doi: 10.17072/1994-3598-2021-2-14-22

1. Введение

Тепловая конвекция в магнитных жидкостях привлекает внимание исследователей благодаря существованию двух механизмов, вызывающих конвективное движение [1–5]. Первый механизм – вследствие теплового расширения жидкости. Интенсивность конвективных потоков тепла при этом определяется числом Релея

$$Ra = \frac{g\beta\rho d^3}{\eta a} \Delta T, \quad (1)$$

где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент теплового расширения жидкости, d – характерный размер сосуда, ΔT – характерный перепад температуры, η – динамическая вязкость, a – температуропроводность. Второй механизм, свойственный только магнитным жидкостям, связан с температурной зависимостью намагниченности, вызывающей пондеромоторную силу и термомагнитную конвекцию в неоднородном магнитном поле. Роль гравитации в этом случае играет градиент напряжённости магнитного поля, а интенсивность конвективных потоков тепла определяется магнитным числом Релея

$$Ra_m = \frac{\mu_0 K \nabla H d^3}{\eta a} \Delta T, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная вакуума, $K = -\partial M / \partial T$, M – пиромангнитный коэффициент и намагниченность жидкости, соответственно [5], H – напряжённость магнитного поля в жидкости. Несложные оценки характерных чисел Релея (1) и (2) показывают, что при одинаковой геометрии конвективных полостей и перепадах температур численные значения магнитного числа Релея Ra_m может на порядок и более превышать величину Ra [2]. Эти оценки дают надежду на интенсификацию теплообмена в охлаждающих устройствах путём замены обычного теплоносителя (во-

да, трансформаторное масло и пр.) на магнитную жидкость и установки вблизи нагревателя постоянного магнита или другого источника градиентного магнитного поля. Тем не менее, хотя эта проблема известна более 50 лет, лишь очень небольшое число работ посвящено её исследованию.

В большинстве работ по тепловой конвекции в магнитных жидкостях [6–10] исследовались устойчивость механического равновесия жидкости или слабые надкритические течения в однородном внешнем поле. Полость с феррожидкостью имела форму плоского слоя, куба или сферы. Во всех этих случаях неоднородность магнитного поля в жидкости возникала, главным образом, за счёт неоднородности температуры, поэтому интенсивность термомагнитной конвекции была сопоставима с интенсивностью гравитационной. Существенного усиления теплообмена не наблюдалось. Более того, при определённых условиях имела место конкуренция двух типов конвекции и ослабление тепловых потоков [11]. Существенное усиление теплообмена отмечено в работах [12–14], в которых феррожидкость помещалась во внешнее градиентное поле с известной конфигурацией. Так, согласно [14], эффективность теплопередачи в поле магнита увеличивается как минимум на 50%. По данным работы [15], применение магнитной жидкости для охлаждения небольших электродвигателей позволяет (при прочих равных условиях) повысить их мощность на 20–25%.

В представленной работе наше внимание сфокусировано на создании условий, максимально способствующих термомагнитной конвекции, и получении информации об усилении теплообмена в этих условиях. Три фактора кажутся нам наиболее важными для достижения этой цели: неоднородное внешнее магнитное поле (как, например, в [12–15]), геометрия теплообменного устройства и концентрация магнитной фазы в жидкости.

Опыты проводились в замкнутой петле (рис. 1), которая является классическим модельным объектом для исследования конвективных течений. Это

хорошо изученная система, которой посвящены многочисленные работы по тепловой конвекции [16-22], направленные на изучение устойчивости механического равновесия и ламинарного течения, хаотических режимов, валидации математических моделей систем охлаждения и т.д. Мы не рассматриваем здесь все эти многочисленные проблемы. Наше внимание сосредоточено на интегральном тепловом потоке вдоль контура в режиме стационарной термомагнитной конвекции.

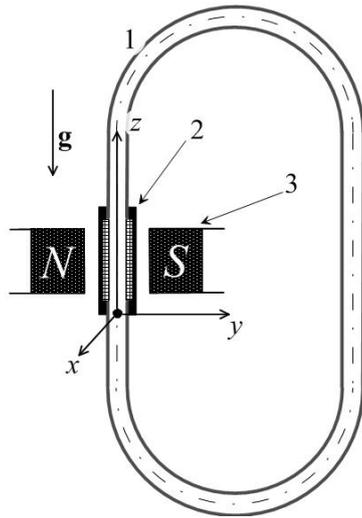


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментального контура и локальная система координат: 1 – стеклянная трубка, 2 – нагреватель, 3 – намагничивающая система

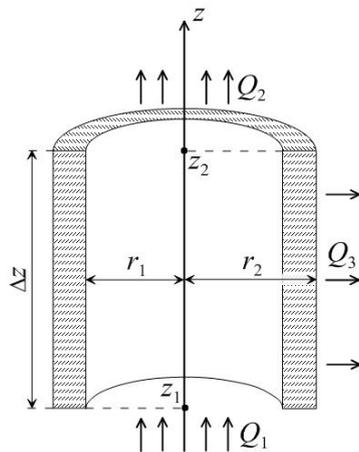


Рис. 2. Элемент трубки в локальной системе координат с указанием направления тепловых потоков

2. Распределение температуры вдоль охлаждаемого участка контура

Рассмотрим замкнутый конвективный контур, нагреваемый сбоку на относительно коротком участке (рис. 1). Большая часть контура находится в воздухе так, что теплоотдача на его внешней

поверхности происходит по закону Ньютона-Рихмана. Плотность потока тепла с внешней поверхности равна αT , где α – коэффициент теплоотдачи, считающийся постоянной величиной, а температура окружающего контур воздуха принята за начало отсчёта. Выделим произвольный элемент трубки высотой Δz и введём локальную систему координат, как это показано на рис. 1, 2.

Запишем баланс тепловых потоков через замкнутую поверхность, ограничивающую этот элемент и состоящую из двух поперечных сечений канала $z = z_1$, $z = z_2$ и внешней поверхности трубки $r = r_2$. Осевой тепловой поток складывается из молекулярных потоков через поперечные сечения стеклянной трубки и жидкости, а так же конвективного потока:

$$Q_1 = \rho c q T(z_1) - \pi \left[\lambda_1 r_1^2 + \lambda_2 (r_2^2 - r_1^2) \right] \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_1}, \quad (3)$$

$$Q_2 = \rho c q T(z_2) - \pi \left[\lambda_1 r_1^2 + \lambda_2 (r_2^2 - r_1^2) \right] \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_2}. \quad (4)$$

Здесь λ_1, λ_2 – коэффициенты теплопроводности жидкости и стекла соответственно, ρ, c – плотность и удельная теплоёмкость жидкости, q – объёмный расход жидкости через поперечное сечение трубки, связанный со скоростью $v(r)$ течения жидкости очевидным соотношением

$$q = 2\pi \int_0^{r_1} v(r) r dr = const.$$

Для несжимаемой жидкости и недеформируемых стенок канала интегральный поток жидкости – постоянная величина. Радиальный поток тепла можно определить через температурные градиенты в стекле или через коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности контура:

$$Q_3 = -2\pi \lambda_2 r_2 \Delta z \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_2} = 2\pi r_2 \alpha T \Delta z. \quad (5)$$

В условиях стационарного теплообмена:

$$Q_1 - Q_2 - Q_3 = 0. \quad (6)$$

Раскладывая температуру и её производную в уравнении (4) в ряд по малому параметру Δz , получим

$$Q_1 - Q_2 = -\pi \left[\lambda_1 r_1^2 + \lambda_2 (r_2^2 - r_1^2) \right] \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \Delta z + \rho c q \frac{\partial T}{\partial z} \Delta z. \quad (7)$$

Здесь необходимо отметить, что отношение молекулярных тепловых потоков в уравнениях (5) и (7) имеет порядок $r_2(r_2 - r_1)/L^2$, где L – характерное расстояние вдоль контура, на котором затухают температурные возмущения, связанные с конвективным движением. Как мы увидим в дальнейшем,

в режиме интенсивной конвекции величина L приближается к длине контура, поэтому $r_2(r_2 - r_1)/L^2 \ll 1$ и первым слагаемым в (7) можно пренебречь с хорошей степенью точности. Подставив (5) и (7) в уравнение баланса тепла (6), получаем уравнение, описывающее распределение температуры вдоль охлаждаемого участка контура:

$$\rho c q \frac{\partial T}{\partial z} + 2\pi r_2 \alpha T = 0. \quad (8)$$

Так как поток жидкости через поперечное сечение канала постоянен, решением уравнения (8) является затухающая экспонента:

$$T = T_0 e^{-\kappa z}, \quad (9)$$

$$\kappa = -\frac{d}{dz} \ln(T) = \frac{2\pi r_2 \alpha}{\rho c q}$$

показатель κ которой несёт информацию об интенсивности конвективного движения.

Число Нуссельта введём как отношение конвективного потока тепла вдоль контура к молекулярному без учёта теплового потока вдоль стеклянной стенки трубки

$$Nu = \frac{\rho c q T}{-\lambda_1 \pi r_1^2 \frac{dT}{dz}} = \frac{2r_2 \alpha}{\lambda_1 r_1^2 \kappa^2} \propto \alpha \kappa^{-2}. \quad (10)$$

Учёт теплового потока вдоль стеклянной трубки в условиях проводившегося эксперимента приводит к удвоению знаменателя в формуле (10), не влияя качественно на вид кривой $Nu = Nu(Ra)$. Мы использовали определение числа Нуссельта согласно формуле (10), чтобы выделить компоненты теплопотока, связанные с жидкостью и не зависящие от материала трубки. Как видно из (10), с точностью до коэффициентов, не зависящих от температуры и скорости течения жидкости, число Нуссельта можно рассчитать по коэффициенту затухания температурного возмущения вдоль контура — $Nu \propto \kappa^{-2}$ и получить искомую зависимость $Nu = Nu(Ra)$.

3. Детали эксперимента

Контур овальной формы из стеклянной трубки круглого сечения с внутренним радиусом $r_1 = 2.5$ мм и внешним $r_2 = 3.5$ мм располагался в вертикальной плоскости (рис. 1). Общая длина контура по оси трубки $L = 35$ см. Жидкость подогревалась сбоку на вертикальном участке. Схематическое изображение нагревателя приведено на рис. 3. Обмотка нагревателя выполнена нихромовой проволокой диаметром 0.09 мм и заполнена эпоксидной смолой. Внутренний диаметр обмотки равен внутреннему диаметру стеклянной трубки. Электрическое сопротивление обмотки при комнатной температуре составило 338 Ом. Питание нагревателя осуществлялось от стабилизированно-

го источника постоянного тока НУ3003-D2. Контроль напряжения производился вольтметром GDM-8246.

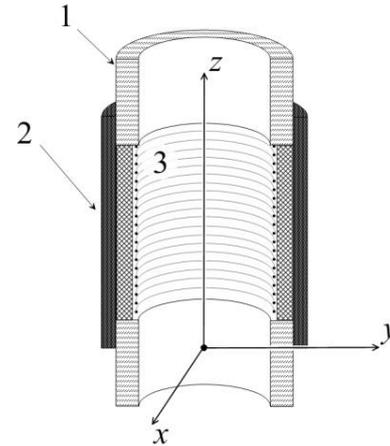


Рис. 3. Схематическое изображение нагревателя в вертикальном сечении: 1 – стеклянная трубка, 2 – пластиковый цилиндр, 3 – обмотка электрического нагревателя, закреплённая в слое эпоксидной смолы

Остальная часть контура охлаждалась потоком воздуха, поступающего из радиатора, термостатированного с помощью водяного термостата MLW UT-8. Контур и радиатор размещались в камере из плоскопараллельных пенопластовых листов. Перемешивание воздуха в камере осуществлялось лопастным вентилятором, укреплённым позади радиатора (рис. 4). Источником питания вентилятора служил второй канал НУ3003-D2. Использование стабилизированного источника тока обеспечивало постоянство скорости вращения вентилятора и постоянство коэффициента теплоотдачи на поверхности контура.

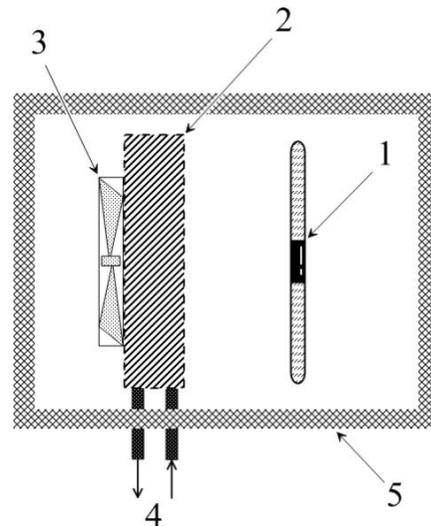


Рис. 4. Схема воздушного термостата: 1 – контур, 2 – радиатор, 3 – вентилятор, 4 – шланги, ведущие к жидкостному термостату, 5 – пенопластовый корпус камеры

Неоднородное магнитное поле максимальной напряжённостью 24 кА/м создавалось небольшим постоянным магнитом типа «неодим-железо-бор», снабжённым магнитопроводом с полюсными наконечниками сечением 10×10 мм. Поле охватывало участок контура длиной около 30 мм, в средней части которого располагался электрический нагреватель. Распределение горизонтальной компоненты напряжённости магнитного поля в зазоре между полюсными наконечниками приведено на рис. 5. Измерения проводились тесламетром Ш1-15У-03 в отсутствие феррожидкости.

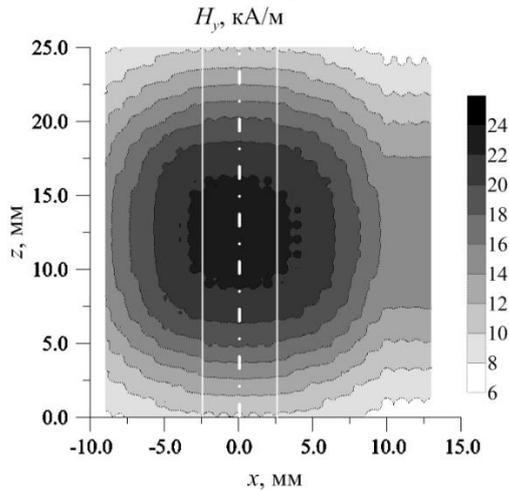


Рис. 5. Горизонтальная компонента магнитного поля между полюсными наконечниками. Белые линии обозначают положение нагреваемого участка контура

Для температурных измерений использовались медь-константановые термопары с толщиной проводников 0.1 мм. Для улучшения теплового контакта со стенками контура и уменьшения погрешности, связанной с теплоотводом по медному проводнику, горячие спаи термопар припаивались к полоскам медной фольги шириной 3 мм, наклеенным на внешнюю поверхность стеклянной трубки. Холодные спаи термопар помещались в сосуд Дьюара с тающей ледяной крошкой. Число Релея рассчитывалось по вертикальной разности температур ΔT , измеряемой отдельной дифференциальной термопарой, спаи которой располагались на 7 мм ниже и выше нагревателя соответственно. Кроме того, измерялась температура воздуха, охлаждающего контур.

В тестовых опытах по гравитационной конвекции использовался ундекан, а в опытах по термомагнитной конвекции – магнитная жидкость на основе керосина и коллоидного магнетита, полученная разбавлением базового образца. Базовый образец плотностью 1.57 г/см³ был синтезирован методом химического осаждения [23] и разбавлялся керосином до плотности $\rho = 1.13$ г/см³. Дисперсный состав образца определялся по кривой намагничивания (рис. 6) методом магнитогранулометрического анализа [24, 25]. При температуре

18 С начальная восприимчивость образца составила $\chi = 3.15$, а намагниченность насыщения $M_\infty = 29.1$ кА/м, что соответствует объемной концентрации магнитной фазы $\phi_m = 0.061$. Средний диаметр магнитного ядра частиц $\langle x \rangle = 9.8$ нм.

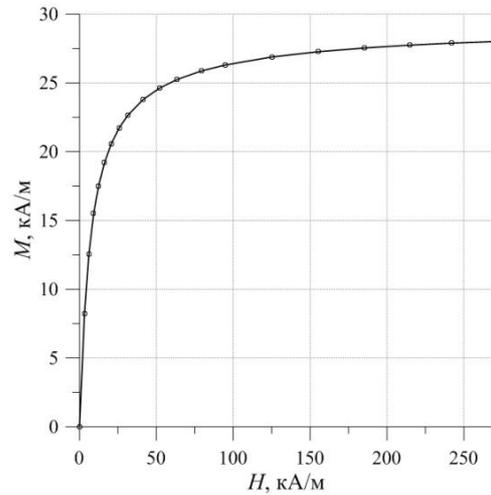


Рис. 6. Кривая намагничивания феррожидкости

Вязкость феррожидкости измерялась ротационным вискозиметром Брукфильда при температуре 29.6 °С. Теплопроводность жидкости вычислялась по формуле, предложенной в [5]:

$$\lambda = \lambda_b \left[1 - \frac{3(\lambda_b - \lambda_m)\phi_s}{2\lambda_b + \lambda_m + (\lambda_b - \lambda_m)\phi_s} \right],$$

где $\lambda_b = 0.11$ Вт/м·°С и $\lambda_m = 5.3$ Вт/м·°С – теплопроводность керосина и магнетита, соответственно [26, 27], $\phi_s = 0.078$ – объемная доля кристаллического магнетита в коллоидном растворе. Величина ϕ_s рассчитывалась по плотности магнитной жидкости в предположении, что плотность защитной оболочки коллоидных частиц мало отличается от плотности дисперсионной среды

$$\phi_s = \frac{\rho - \rho_b}{\rho_m - \rho_b},$$

где $\rho_b = 0.78$ г/см³, $\rho_m = 5.2$ г/см³ – плотности керосина и магнетита соответственно. Как и следовало ожидать, $\phi_s > \phi_m$, так как приповерхностный слой нанокристаллов магнетита не вносит вклада в магнитный момент частиц, но увеличивает плотность коллоидного раствора [24].

Удельная теплоёмкость магнитной жидкости вычислялась по формуле, отражающей её аддитивность

$$c = \frac{\rho_m c_m \phi_s + (1 - \phi_s) \rho_b c_b}{\rho},$$

где $c_b = 2.0$ кДж/кг и $c_m = 0.59$ кДж/кг – удельные теплоёмкости керосина и магнетита [26-28]. При вычислении коэффициента β теплового расширения магнитной жидкости тепловым расширением магнетита пренебрегалось:

$$\beta = \frac{\beta_b \rho_b (1 - \phi_s)}{\rho},$$

где $\beta_b = 0.96 \cdot 10^{-3} \text{ C}^{-1}$ – коэффициент объёмного расширения керосина [26]. Физические свойства ундекана (плотность ρ , динамическая вязкость η , коэффициент теплового расширения β , теплопроводность λ и температуропроводность a) [26] и магнитной жидкости приведены в таблице.

Физические свойства ундекана и магнитной жидкости (18 °C)

| Величина | Ундекан | Магн. жидк. |
|----------------------------|---------------------|----------------------|
| ρ , г/см ³ | 0.74 | 1.13 |
| η , Па·с | $1.0 \cdot 10^{-3}$ | $2.6 \cdot 10^{-3}$ |
| β , °C ⁻¹ | $1.0 \cdot 10^{-3}$ | $0.61 \cdot 10^{-3}$ |
| λ , Вт/м·°C | 0.13 | 0.14 |
| a , м ² /с | $8.0 \cdot 10^{-8}$ | $8.2 \cdot 10^{-8}$ |

Здесь необходимо отметить очень сильную чувствительность терромагнитной конвекции к концентрации коллоидных частиц в магнитной жидкости. В пределе малых концентраций магнитное число Релея (2) мало из-за малой намагниченности, а в пределе больших концентраций коллоид вообще теряет текучесть [29, 30] и конвективное движение становится невозможным. Наилучшие условия для терромагнитной конвекции достигаются при умеренных концентрациях частиц и маловязкой дисперсионной среде. В этом смысле параметры используемого нами образца близки к оптимальным.

4. Результаты эксперимента

Тестовые опыты были направлены на проверку однородности коэффициента теплоотдачи вдоль контура и справедливости экспоненциального распределения температуры (9). Эти опыты проводились при температуре воздушного термостата 27.7 ± 0.2 °C. Стационарное распределение температуры вдоль контура достигалось через несколько десятков минут после изменения мощности. Признаком стационарного режима служила неизменность показаний термопар в пределах 0.2 °C в течение 40 мин. Типичные результаты температурных измерений приведены на рис. 7 в логарифмическом масштабе. Как видно из рисунка, формула (9) вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Формула (10), таким образом, может быть использована для расчёта числа Нуссельта, приведённого к коэффициенту теплоотдачи на боковой поверхности трубки.

Результаты измерения конвективных тепловых потоков вдоль контура приведены на рис. 8. По оси абсцисс отложено тепловое число Релея (1), определённое через внутренний радиус трубки r_1 и перепад температуры ΔT между точками выше и ниже нагревателя. В эксперименте число Релея изменялось за счёт варьирования мощности элек-

трического нагревателя в диапазоне 0.19–0.66 Вт. По оси ординат отложено число Нуссельта, нормированное на коэффициент теплоотдачи α , не зависящий от мощности нагревателя:

$$\frac{Nu}{\alpha} = \frac{2r_2}{\lambda_1 r_1^2 \kappa^2} = \frac{2r_2}{\lambda_1 r_1^2} \left[\frac{\Delta \ln(T)}{\Delta z} \right]^{-2}.$$

Как видно из рис. 8, результаты, полученные в опытах с ундеканом и феррожидкостью в нулевом магнитном поле, хорошо согласуются между собой, укладываясь в пределах погрешности измерений на одну кривую (кривая 1). Отличие состоит только в том, что менее вязкий ундекан обеспечивает при прочих равных условиях более высокие значения чисел Релея. Тепловой поток вдоль контура в этом случае связан с обычной тепловой конвекцией. Наложение магнитного поля включает терромагнитную конвекцию, которая увеличивает теплоток в 4–6 раз (кривая 2). Такой результат, по нашему мнению, является естественным и отражает соотношение между магнитным и тепловым числами Релея.

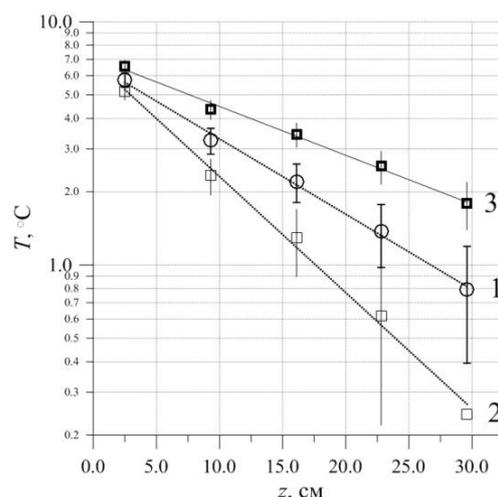


Рис. 7. Распределение температуры вдоль контура. Точки соответствуют эксперименту, линии – экспоненциальным функциям: 1 – ундекан при $\Delta T = 6.1$ °C; 2 – магнитная жидкость в нулевом поле $\Delta T = 5.7$ °C; 3 – магнитная жидкость в градиентном поле $\Delta T = 5.0$ °C

Оценим это соотношение по порядку величины применительно к условиям проводившихся опытов. Согласно (1) и (2)

$$\frac{Ra_m}{Ra} = \frac{\mu_0 K \nabla H}{g \beta \rho}, \tag{11}$$

где H – напряженность поля внутри жидкости. Так как магнитные измерения проводились в отсутствие феррожидкости, основная проблема состоит в учете размагничивающих полей, связанных с преломлением силовых линий на границе феррожидкость – стенки канала. Для длинного цилиндрического образца в поперечном магнитном поле

напряженность поля в жидкости связана с напряженностью внешнего поля H_0 известным соотношением (например, [31]):

$$H = \frac{H_0}{1 + N\chi_s},$$

где $N = 0.5$ – размагничивающий фактор длинного цилиндра, $\chi_s = M/H$ – среднее значение магнитной восприимчивости, зависящее, в общем случае, от напряженности поля. В слабых полях оно достигает максимальной величины и совпадает с начальной восприимчивостью. Как видно из рис. 6, в условиях проводившегося эксперимента $\chi_s \approx 1$, поэтому магнитное поле внутри канала примерно в полтора раза слабее внешнего. $K/\beta \approx 2 \cdot 10^1$ кА/м; $\nabla H \approx 1 \cdot 10^6$ А/м², так что отношение магнитного и теплового чисел Релея $Ra_m/Ra \approx 3-4$, что по порядку величины совпадает с коэффициентом усиления конвективного теплопотока за счёт термомагнитной конвекции.

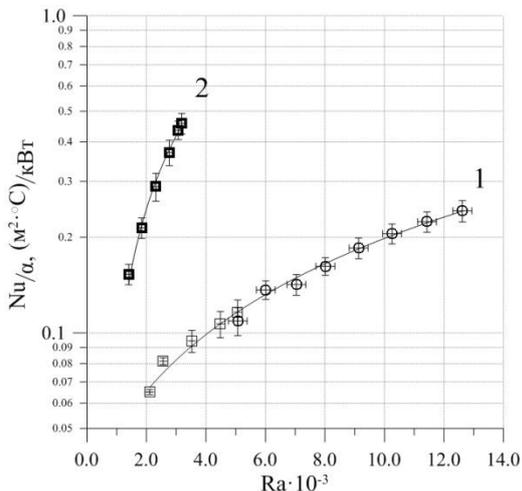


Рис. 8. Число Нуссельта, нормированное на коэффициент теплоотдачи, в зависимости от числа Релея. \circ – опыты с ундеканом, \square – магнитная жидкость в нулевом поле, \blacksquare – магнитная жидкость в градиентном магнитном поле

5. Заключение

В настоящей работе экспериментально исследована тепловая конвекция магнитной жидкости в замкнутом гидродинамическом контуре, нагреваемом сбоку, при наложении магнитного поля на участок контура вблизи нагревателя. Трубы контура обдувались потоком термостатированного воздуха, обеспечивающего постоянный коэффициент теплоотдачи на их внешней поверхности и экспоненциальное распределение температуры вдоль контура. Измеренный в опытах показатель экспоненты используется для получения информации об интегральном осевом потоке тепла (числе Нуссельта). Опыты проведены на ундекане в

режиме обычной гравитационной конвекции и на коллоидном растворе магнетита в керосине умеренной концентрации в режиме смешанной конвекции (гравитационной и термомагнитной). Показано, что в области чисел Релея 10^3-10^4 термомагнитная конвекция увеличивает тепловой поток вдоль контура в 4–6 раз. Обнаружение такого значительного увеличения теплового потока, связанного с термомагнитной конвекцией, – основной результат данной работы. Как было отмечено ранее, в известных нам работах [12–14] вклад термомагнитной конвекции в общий тепловой поток не превышал 50%. Полученные нами результаты связаны с выбором полости в виде конвективной петли в неоднородном магнитном поле и использованием феррожидкости с концентрацией частиц, близкой к оптимальной.

Литература

1. *Neurlinger J. L., Rosensweig R. E.* Ferrohydrodynamics // *Phys. Fluids*. 1964. Vol. 7. No. 12. P. 1927–1937. DOI: 10.1063/1.1711103
2. *Шлюomis М. И.* Магнитные жидкости // *УФН*. 1974. Т. 112. № 3. С. 427–458.
3. *Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О.* Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
4. *Blums E.* Heat and mass transfer phenomena // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. Vol. 252. P. 189–193. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00617-0
5. *Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С.* Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.
6. *Shliomis M. I., Smorodin B. L.* Convective instability of magnetized ferrofluids // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. Vol. 252. P. 197–202.
7. *Krakov M. S., Nikiforov I. V., Reks A. G.* Influence of the uniform magnetic field on natural convection in cubic enclosure: Experiment and numerical simulation // *J. Magn. Magn. Mater.* 2005. Vol. 289. P. 272–274.
8. *Божко А. А., Краузина М. Т., Путин Г. Ф.* Нерегулярные колебания вблизи порога конвекции в магнитной наножидкости // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2013. Т. 25. № 3. С. 43–49.
9. *Сидоров А. С.* Конвективные течения в плоском вертикальном слое магнитного коллоида в однородном внешнем магнитном поле // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2012. Т. 20. № 2. С. 24–29.
10. *Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A.* Complex behavior of a nanofluid near thermal convection onset: its nature and features. // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 104. P. 688–692. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.08.106
11. *Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A.* The use of ferrofluids for heat removal: Advantage or disadvantage? // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. Vol. 54. No. 1. P. 241–244. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.08.085

12. Lian W., Xuan Y., Li Q. Characterization of miniature automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect // *Energy Conversion and Management*. 2009. Vol. 50. P. 35–42. DOI: 10.1016/j.enconman.2008.09.005
13. Blums E., Mezulis A., Kronkalns G. Magnetoconvective heat transfer from a cylinder under the influence of nonuniform magnetic field // *J. Phys. Condensed Matter*. 2008. Vol. 20. No. 20. P. 204128. DOI: 10.1088/0953-8984/20/20/204128
14. Zablockis D., Frishfelds V., Blums E. Investigation of heat efficiency of thermomagnetic convection in ferrofluids // *Magneto hydrodynamics*. 2009. Vol. 3. No. 3. P. 371–376.
15. Старовойтов В. А. Магнитоожидкостное охлаждение электрических машин // *Вестник КузГТУ*. 2005. Вып. 46. № 2. С. 20–23.
16. Shaidurov G. F. Convective liquid stability in closed circuits // *Int. J. Heat Mass Trans.* 1968. Vol. 11. No. 2. P. 235–239.
17. Creveling H. F., De Paz J. F., Baladi J. Y., Schoenhals R. J. Stability characteristics of a single-phase free convection loop // *J. Fluid Mech.* 1975. Vol. 67. No. 1. P. 65–84. DOI: 10.1017/S0022112075000171
18. Schoenhals R. J., Damerell P. S. Flow in a toroidal thermosyphon with angular displacement of heated and cooled sections // *J. Heat Trans.* 1979. Vol. 101. No. 4. P. 672–676. DOI: 10.1115/1.3451055
19. Ehrhard P., Muller U. Dynamical behavior of natural convection in a single-phase loop // *J. Fluid Mech.* 1990. Vol. 217. P. 487–518. DOI: 10.1017/S0022112090000817
20. Дроздов С. М. Ламинарная конвекция вязкой и теплопроводной жидкости в замкнутом канале // *Учёные записки ЦАГИ*. 1992. Т. 23. № 3. С. 40–53.
21. Basu D. N. Dynamic frequency response of a single-phase natural circulation under an imposed sinusoidal excitation // *Annals of Nuclear Energy*. 2019. Vol. 132. P. 603–614. DOI: 10.1016/j.anucene.2019.06.050
22. Lokhmanets I., Baliga B. R. Experimental investigation of steady and transient operations of a single-phase closed-loop vertical thermosyphon // *Int. J. Therm. Sci.* 2019. Vol. 145, 105988. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2019.105988
23. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 356 с.
24. Пшеничников А. Ф., Лебедев А. В., Радионов А. В., Ефремов Д. В. Магнитная жидкость для работы в сильных градиентных полях // *Коллоидный журнал*. 2015. Т. 77. № 2. С. 207–213.
25. Pshenichnikov A., Lebedev A., Ivanov A. O. Dynamics of magnetic fluids in crossed DC and AC magnetic fields // *Nanomaterials*. 2019. Vol. 9. P. 1711. DOI: 10.3390/nano9121711
26. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Изд. 2. М.: Наука, 1972. 720 с.
27. Дортман Н. Б. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика): справочник геофизика. М.: Недра, 1984. 455 с.
28. Фертман В. Е. Магнитные жидкости: справ. пособие. Мн.: Высшая школа, 1988. 184 с.
29. Chow T. S. Viscoelasticity of concentrated dispersions // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 50. No. 2. P. 1274–1279. DOI: 10.1103/PhysRevE.50.1274
30. Pshenichnikov A. F., Gilyov V. G. Rheology and Magnetization of concentrated magnetite colloids // *Colloid J.* 1997. Vol. 59. No. 3. P. 346–353.
31. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.

References

1. Neurlinger J. L., Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics. *Phys. Fluids*, 1964, vol. 7, no. 12, pp. 1927–1937. DOI: 10.1063/1.1711103
2. Shliomis M. I. Magnetic Fluids. *Sov. Phys. Usp.*, 1974, vol. 17, p. 153.
3. Blums E., Cebers A., Maiorov M. *Magnetic Fluids*, Walter de Gruyter, Berlin, 1997.
4. Blums E. Heat and mass transfer phenomena. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, vol. 252, pp. 189–193. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00617-0
5. Berkovsky B. M., Medvedev V. F., Krakov M. S. *Magnetic Fluids*, Oxford Un. Press, Oxford, 1993.
6. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Convective instability of magnetized ferrofluids. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, vol. 252, pp. 197–202.
7. Krakov M. S., Nikiforov I. V., Rekos A. G. Influence of the uniform magnetic field on natural convection in cubic enclosure: Experiment and numerical simulation. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2005, vol. 289, P. 272–274.
8. Bozhko A. A., Krauzima M. T., Putin G. F. Irregular oscillations near the convection threshold in magnetic nanofluid. *Bulletin of Perm State University. Series: Physics*, 2013, no. 3, pp. 43–49. (In Russian)
9. Sidorov A. S. Convection flows in plain vertical layer of ferrofluid in the presence of external uniform magnetic field. *Bulletin of Perm State University. Series: Physics*, 2012, no. 2, pp. 24–29. (In Russian)
10. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. Complex behavior of nanofluid near thermal convection onset: its nature and features. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2017, vol. 104, pp. 688–692. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.08.106
11. Krauzina M. T., Bozhko A. A., Krauzin P. V., Suslov S. A. The use of ferrofluids for heat removal: Advantage or disadvantage? *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, vol. 431, pp. 241–244. DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.08.085

12. Lian W., Xyan Y., Li Q. Characterization of miniature automatic energy transport devices based on the thermomagnetic effect. *Energy Conversion and Management*, 2009, vol. 50, pp. 35–42. DOI: 10.1016/j.enconman.2008.09.005
13. Blums E., Mezulis A., Kronkalns G. Magnetoconvective heat transfer from a cylinder under the influence of nonuniform magnetic field. *J. Phys. Condensed Matter*, 2008, vol. 20, no. 20, pp. 204128. DOI: 10.1088/0953-8984/20/20/204128
14. Zablockis D., Frishfelds V., Blums E. Investigation of heat efficiency of thermomagnetic convection in ferrofluids. *Magneto hydrodynamics*, 2009, vol. 3, no. 3, pp. 371–376.
15. Starovoitov V. A. Magnetic fluid cooling of electrical machines. *Bulletin KuzSTU*, 2005, vol. 46, no. 2, pp. 20–23.
16. Shaidurov G. F. Convective liquid stability in closed circuits. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1975, vol. 18, no. 1, pp. 65–84. DOI: 10.1017/S0022112075000171
17. Creveling H. F., De Paz J. F., Baladi J. Y., Schoenhals R. J. Stability characteristics of a single-phase free convection loop. *J. Fluid Mech.*, 1975, vol. 67, no. 1, pp. 65–84. DOI: 10.1017/S0022112075000171
18. Schoenhals R. J., Damerell P. S. Flow in a toroidal thermosyphon with angular displacement of heated and cooled sections. *J. Heat Trans.*, 1979, vol. 101, no. 4, pp. 672–676. DOI: 10.1115/1.3451055
19. Ehrhard P., Muller U. Dynamical behavior of natural convection in a single-phase loop. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, vol. 217, pp. 487–518. DOI: 10.1017/S0022112090000817
20. Drozdov S. M. Simulation of the onset on nonstationary and chaos in a hydrodynamic system governed by a small number of degrees of freedom. *J. Fluid Dyn.*, 2001, vol. 36, pp. 26–38. DOI: 10.1023/A:1018863206798
21. Basu D. N. Dynamic frequency response of a single-phase natural circulation under an imposed sinusoidal excitation. *Annals of Nuclear Energy*, 2019, vol. 132, pp. 603–614. DOI: 10.1016/j.anucene.2019.06.050
22. Lokhmanets I., Baliga B. R. Experimental investigation of steady and transient operations of a single-phase closed-loop vertical thermosyphon. *Int. J. Therm. Sci.*, 2019, vol. 145, pp. 105988. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2019.105988
23. Rosensweig R. E. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
24. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V., Radionov A. V., Efremov D. V. A magnetic fluid for operation in strong gradient fields. *Colloid J.*, 2015, vol. 77, pp. 196–201. DOI: 10.1134/S1061933X15020155
25. Pshenichnikov A., Lebedev A., Ivanov A. O. Dynamics of magnetic fluids in crossed DC and AC magnetic fields. *Nanomaterials*, 2019, vol. 9, p. 1711. DOI: 10.3390/nano9121711
26. Vargaftc N. B., Vinogradov Y. K., Yargin V. S. *Handbook of Physical Properties of Liquids and Gases*. Begell House, Inc., New York, 1996.
27. Dortman N. B. *Physical properties of rocks and minerals (petrophysics)*. *Geophysics Handbook*. Subsoil, Moscow, 1984. 455 p. (In Russian)
28. Fertman V. E. *Magnetic Fluids Guide Book: Properties and Applications*. Hemisphere Publishing Co, New York, 1990.
29. Chow T. S. Viscoelasticity of concentrated dispersions. *Phys. Rev. E*, 1994, vol. 50, no. 2, pp. 1274–1279. DOI: 10.1103/PhysRevE.50.1274
30. Pshenichnikov A. F., Gilyov V. G. Rheology and Magnetization of concentrated magnetite colloids. *Colloid Journal*, 1997, vol. 59, no. 3, pp. 346–353.
31. Landau L. D., Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P. *Electrodynamics of Continuous Media*. Elsevier, London, 1995. 460 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Косков М. А., Пшеничников А. Ф. Конвекция магнитной жидкости в замкнутом гидродинамическом контуре // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 2. С. 14–22. doi: 10.17072/1994-3598-2021-2-14-22

Please cite this article in English as:

Koskov M. A., Pshenichnikov A. F. Convection of magnetic fluid in a closed hydrodynamic loop. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2021, no. 2, pp. 14–22. doi: 10.17072/1994-3598-2021-2-14-22

Сведения об авторах

1. Михаил Андреевич Косков, инженер, Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013
2. Александр Фёдорович Пшеничников, д-р физ.-мат. наук, проф., г.н.с., Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Ак. Королева, д. 1, Пермь, 614013

Author information

1. Mikhail A. Koskov, Engineer, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Acad. Koroleva str. 1, 614013, Perm, Russia
2. Alexander F. Pshenichnikov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher, Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Acad. Koroleva str. 1, 614013, Perm, Russia