

УДК 536.25, 541.18
PACS 47.65.Cb

О конвективных свойствах магнитной жидкости на основе ундекана

А. Ф. Глухов^а, А. С. Сидоров^а, И. М. Арефьев^б, В. В. Ладейщикова^а,
Н. Ю. Шматко^а

^а Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, ул. Букирева, 15
email: glua@mail.ru

^б Ивановский государственный энергетический университет
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34

Методом регулярного режима измерен коэффициент температуропроводности магнитной жидкости на основе ундекана, что позволило получить набор параметров, достаточный для определения тепловых чисел Релея в конвективных экспериментах. Обнаружено, что в магнитной жидкости на основе ундекана в связанных вертикальных каналах при подогреве снизу вблизи порога неустойчивости равновесия наблюдается периодическая смена направления конвекции. Этот результат является существенным аргументом в пользу того, что природа таких колебаний связана с взаимодействием магнитных частиц с полем температуры и полем скорости при слабой тепловой конвекции в каналах.

Ключевые слова: коэффициент температуропроводности; метод регулярного режима; тепловая конвекция; магнитные жидкости

Поступила в редакцию 29.08.2018; принята к опубликованию 06.10.2018

Convective properties of a magnetic fluid based on undecane

A. F. Glukhov^а, A. S. Sidorov^а, I. M. Arefyev^б, V. V. Ladeyschikova^а,
N. J. Shmatko^а

^а Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm
email: glua@mail.ru

^б Ivanovo State Power University, Rabfakovskaya st. 34, 153003, Ivanovo, Russia

The thermal diffusivity of a magnetic fluid based on undecane was measured by the regular-mode method. It was possible to obtain a set of parameters sufficient to determine the Rayleigh thermal numbers in convective experiments. It was found that in a magnetic fluid on the basis of undecane in vertical coupled channels, heating from below near the threshold of instability of equilibrium, a periodic change in the direction of convection is observed. This result is an important argument in favor of the fact that the nature of such oscillations is associated with the interaction of magnetic particles with the temperature field and the velocity field for weak thermal convection in the channels.

Key words: coefficient of thermal diffusivity; regular regime method; thermal convection; magnetic fluids

Received 29.08.2018; accepted 06.10.2018

doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-19-24

© Глухов А.Ф., Сидоров А.С., Арефьев И.М. и др., 2018



1. Введение

Многочисленные экспериментальные работы по конвекции магнитных жидкостей (МЖ) [1–4] имеют один существенный недостаток – в них не приводится полный набор физических параметров, влияющих на конвективное течение. Например, неизвестны коэффициент температуропроводности или специфические параметры, определяющие взаимодействие МЖ с магнитным полем. Отсутствуют такие параметры и в общеизвестных справочниках физических величин. Именно поэтому авторы обычно не приводят безразмерные характеристики эксперимента, например, числа Релея или магнитные числа Релея.

Количественные конвективные эксперименты с магнитными жидкостями, как правило, требуют организации специальных оперативных измерений их материальных параметров. Это связано также с тем, что основой жидкости часто является весьма летучая жидкость, например, ундекан или керосин, которые легко испаряются, быстро меняя свойства всей среды. В настоящей работе предпринята попытка измерить недостающие параметры МЖ для более полного анализа результатов.

2. Параметры магнитной жидкости, определяющие конвекцию

Для определения чисел Релея измерялись свойства жидкости, образующие так называемый конвективный параметр $g\beta/\nu\chi$, составленный из ускорения силы тяжести g , температурного коэффициента расширения β , кинематической вязкости ν и температуропроводности χ . Использовалась магнитная жидкость (МЖ) на основе ундекана, изготовленная в лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. При изготовлении особое внимание уделялось отсутствию в МЖ свободных молекул сурфактанта.

2.1. Вязкость, плотность и концентрация частиц

Объемную долю твердых магнитных частиц (объемная доля магнетита в жидкости) определяли, используя плотности магнетита $\rho_m = 5.2 \text{ г/см}^3$ и жидкого носителя $\rho_n = 0.74 \text{ г/см}^3$, по формуле

$$C = \frac{\rho - \rho_n}{\rho_m - \rho_n}.$$

Плотность жидкости ρ находили при помощи пикнометра и аналитических весов.

Динамическая вязкость жидкости η определялась при помощи вибрационного вискозиметра SV-10 (Япония). Достоверность измерений проверялась в опытах с дистиллированной водой, которые дали известные табличные значения для вязкости воды. Более подробные измерения вязкости

обсуждаемой жидкости при разных концентрациях частиц можно найти в работе [5].

2.2. Измерение температуропроводности

Для определения коэффициента температуропроводности χ использовали метод регулярного режима, когда жидкость, залитая в тонкостенную трубку, помещается в предварительно нагретый термостат и записывается кривая прогрева – изменение температуры в центре канала от времени $\Theta(t)$. Ламинарное конвективное течение, неизбежно возникающее в длинном вертикальном канале радиусом R , подверженном внезапному, не слишком сильному однородному по вертикали и по окружности боковому нагреву, характеризуется прямолинейностью траекторий жидких частиц. Это сразу значительно упрощает задачу анализа температурного поля и поля скорости. Можно заранее сказать, что температурное поле однородно по вертикали и зависит только от времени и радиальной координаты r .

Действительно, в случае прямолинейности траекторий в уравнении переноса тепла автоматически исчезают слагаемые, связанные с конвективным переносом по причине нулевой радиальной компоненты скорости v_r и благодаря однородности температуры Θ по вертикали:

$$v_r \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0 \text{ и } v_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0.$$

Таким образом, уравнение переноса тепла совсем не содержит конвективной скорости, т.е. прогрев жидкого столба происходит так же, как длинного твердого стержня [7]:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \chi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right).$$

В случае прямолинейности траекторий нелинейный член $\vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$ в уравнении Навье-Стокса для скорости также автоматически равен нулю. Дополнительно учтем, что магнитные жидкости, как правило, имеют кинематическую вязкость ν в десятки раз больше, чем температуропроводность χ , поэтому затухание гидродинамических возмущений масштаба радиуса канала R происходит значительно быстрее, чем затухание температурного возмущения:

$$\tau \sim \frac{R^2}{\chi} \gg \frac{R^2}{\nu},$$

т.е. разумно предположить квазистатический характер изменения поля скорости, когда жидкость поднимается около нагретой стенки и опускается в центре канала. Поиск поля скорости при регулярном остывании жидкого столба – это отдельная задача, никак не влияющая на поиск в эксперименте коэффициента температуропроводности, поэтому оставим ее за рамками настоящей статьи.

Ламинарный характер течения и прямолинейность траекторий при конвекции в вертикальном

канале можно подтвердить оценкой начального числа Рейля:

$$Ra = \frac{g\beta}{\nu\chi} \Theta R^3,$$

определяемого через начальную разность температур Θ между жидким столбом и термостатом. Это число следует сравнить с известными характеристическими значениями, например, с критическими числами Рейля для конвективных структур в канале при подогреве снизу [6]. Течение, близкое по форме с ожидаемой структурой потоков в наших опытах (всплывание жидкости у горячей стенки и опускание ее в центре канала), возникает при числе Рейля $Ra_c = 452$. Более мелкомасштабные структуры течения в канале могут возникнуть только при числах Рейля $\sim 10^4$. Еще более значительные числа Рейля требуются для возникновения периодических структур по вертикали. В этом случае нарушается прямолинейность траекторий [6] и обсуждаемая здесь методика определения χ перестает работать.

Число Рейля в наших опытах убывает до 0, а регулярный экспоненциальный режим прогрева (остывания) начинается от значений $Ra \sim 2 \cdot 10^3$.

Поле температуры Θ после наступления регулярного режима, когда все мелкомасштабные гармоники температурного поля затухли, описывается функцией Бесселя нулевого порядка [7]:

$$\Theta = \Theta_0 J_0(2.405 r/R) e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

где константа 2.405 – это первый нуль функции Бесселя, λ – декремент затухания.

Тестовые эксперименты с прогревом воды в трубке диаметром 6 мм в термостате VT-12 показали один существенный недостаток метода. Теплоотдача от стенки трубки в жидкость термостата оказалась недостаточной, т.е. число Био Bi не достигало рекомендуемых в [7] для метода регулярного режима значений 10^2 , $Bi = a \cdot R / \kappa_{ж}$, где a – коэффициент теплоотдачи, $\kappa_{ж}$ – теплопроводность жидкости. В данном контексте число Био характеризует отношение потока тепла с боковой поверхности трубки к теплопроводному потоку из объема жидкости. Для столба воды радиусом $R = 3$ мм в термостате VT-12 число Bi имело значение порядка единицы. Для магнитной жидкости Bi в несколько раз больше, но все же много меньше рекомендуемого значения. Поэтому схема измерений температуропроводности существенно модернизирована.

Идея модернизации состояла в том, чтобы обеспечить высокое значение числа Био не за счет нагрева трубки с жидкостью в термостате, а за счет эффективной теплоотдачи с боковой поверхности столба жидкости в окружающий его высокотеплопроводный металлический массив. Вертикальный канал (рис. 1) изготовлен в виде сверления диаметром $2R = 6.0$ мм вдоль централь-

ной оси латунного цилиндра 4 диаметром 20 мм и высотой $l = 42$ мм.

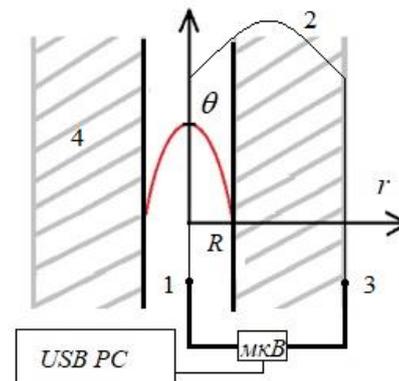


Рис.1 Схема установки для измерения температуропроводности магнитной жидкости 1 – «горячий» спай терморпары в вертикальном канале с жидкостью; 2 – константовый провод терморпары; 3 – «холодный» спай терморпары; 4 – латунный цилиндр

Канал закрыт сверху и снизу плексигласовыми пластинами толщиной 1 мм. Верхняя крышк-пластина снабжена отверстиями для заливки. Вдоль центральной оси канала протянут провод дифференциальной медь-константовой терморпары, изготовленной из проволоки диаметром 0.1 мм. «Горячий» спай 1 терморпары 2 располагался посередине высоты и диаметра канала, а «холодный» 3 размещался на стенке латунного цилиндра. Таким образом, терморпара измеряет разность температур $\Theta(0)$ между центром столба жидкости и латунным цилиндром. Боковая поверхность латунного цилиндра покрыта слоем пластиковой пористой теплоизоляции толщиной 5 мм (на рисунке не показана). Жидкость, предварительно нагретая до температуры около 40°C , заливалась через иглу шприца в канал и начинался процесс ее остывания за счет отдачи тепла металлическим стенкам латунного цилиндра.

Высокая теплопроводность латунных стенок канала $\kappa_l \sim 2 \cdot 10^2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ в сравнении с теплопроводностью жидкости $\kappa_{ж} \sim 0.2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ обеспечивает весьма слабый температурный градиент в металле в сравнении с градиентом в жидкости вблизи границы раздела (при типичном $\Theta(0) \sim 5 \text{ К}$)

$$\frac{dT}{dr} = 2.405 \cdot \kappa_{ж} \Theta(0) \frac{J_1(2.405)}{R \cdot \kappa_l} \sim 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{К}}{\text{мм}}$$

Такой градиент соответствует неоднородности температуры в латунном цилиндре $\sim 0.04 \text{ К}$.

Сравнивая теплопроводные потоки на границе жидкого столба латунную цилиндрическую стенку при одинаковых градиентах температур на границах можно оценить эффективное число Био значением $Bi \sim 10^2$.

Поскольку речь идет о нестационарных процессах, то важны также времена релаксации тем-

пературных возмущений в столбе жидкости и в окружающем латунном массиве. Отношение времен можно оценить следующим образом:

$$\frac{\tau_{жс}}{\tau_l} = \frac{R^2 \chi_l}{R^2 \chi_{жс}} \sim 10.$$

Это значит, что неоднородности температуры в латунном массиве рассасываются на порядок быстрее, чем остывает столб жидкости.

После полного остывания жидкости температура латунного цилиндра несколько увеличится, и этот прирост дает вклад в систематическую погрешность эксперимента. Интегральная тепловая ёмкость латунного цилиндра специально выбрана значительно большей теплоёмкости жидкого объёма, так что прирост температуры латуни не превысит 0.1 К за счет остывания жидкого столба от 10 до 0 К, что добавит к погрешности ~ 1%.

Приведенные оценки показывают, что во время опыта можно считать латунный цилиндр с достаточной точностью изотермическим, что и требуется для применимости метода регулярного режима.

ЭДС термопары измерялась микровольтметром Термодат 38В1. Микровольтметр подключался к USB порту компьютера, и его показания в процессе остывания жидкости записывались в виде термограммы приложением TermodatReader.

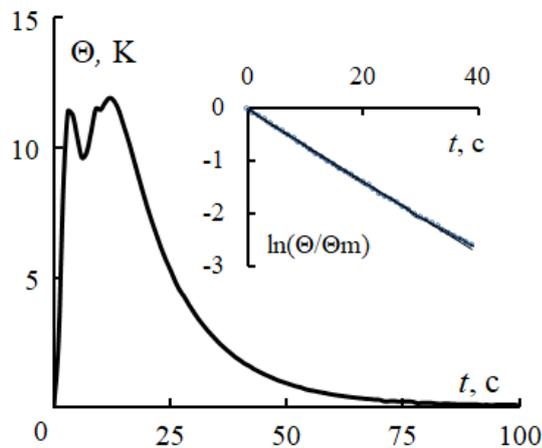


Рис. 2. Кривая остывания магнитной жидкости в вертикальном канале

На рис.2 показан типичный вид термограммы остывания магнитной жидкости. Видно, что весь процесс длится ~ 100 с. При этом первые десять-пятнадцать секунд наблюдаются нерегулярные колебания разности температур, связанные с тем, что нагретая жидкость быстро, т.е. со значительными возмущениями поля скоростей и температур, впрыснута в канал. Однако начальные хаотические течения быстро затухают и становятся регулярными.

Число Прандтля у магнитной жидкости $Pr \sim 50$, т.е. затухание гидродинамических возмущений происходит в 50 раз быстрее, чем релаксация поля

температуры. Температурное поле спустя ~ 20 с также становится регулярным и описывается формулой (1). Линейный график в логарифмическом масштабе на фрагменте рис. 2 подтверждает экспоненциальный характер затухания температурного поля. Из углового коэффициента прямой найден декремент затухания, который для длинного цилиндра радиусом R описывается формулой

$$\lambda = \frac{2.405^2 \cdot \chi}{R^2},$$

Откуда находился коэффициент температуропроводности χ .

Было выполнено несколько экспериментов, которые показали достаточно хорошую повторяемость результатов с неопределенностью ~ 6%

$$\chi = (1.08 \pm 0.06) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Измерения проведены при температуре латунного цилиндра 27°C.

2.3. Конвективный параметр

По найденным значениям сформирован так называемый конвективный параметр (см. таблицу), отвечающий за конвекцию магнитной жидкости и позволяющий определять число Релея в опытах с магнитными жидкостями.

Приведем результаты экспериментов с жидкостью на основе ундекана в связанных вертикальных каналах. Они вполне аналогичны результатам экспериментов в этой же установке с другими жидкостями [1, 3].

Экспериментальная установка состояла из прямоугольного латунного стержня 1, вдоль которого были выточены два параллельных канала квадратного сечения 3 шириной $2d = 3.2$ мм и высотой $h = 50$ мм. Каналы сверху и снизу соединялись друг с другом. Разность температур между теплообменниками 2 создавалась при помощи электрического нагревателя внизу и обдуваемого радиатора вверху. Терморегулятор «Термодат 16ЕЗ» поддерживал заданную разность температур, так что в жидкости, находящейся в равновесии, создавалось однородное по сечению и линейное по длине каналов распределение температуры. При достижении критических условий подогрева возникло конвективное течение: в одном канале – восходящий поток, а в другом – нисходящий. Интенсивность течения определялась по разности температур Θ между восходящим и нисходящим потоками при помощи дифференциальной медь-константановой термопары из проводов диаметром 0.1 мм. Спаи термопары были установлены в средней части каналов, а ее сигнал измерялся цифровым прибором «Термодат 29БМ1» с разрешением 0.01°C. Приборы подключались к USB порту компьютера, показания датчиков отображались на программных самописцах в программе Termodat-Net и сохранялись в виде термограмм.

На рис.3 показан график Θ^2 в зависимости от приложенной вертикальной разности температур ΔT . Линейный характер зависимости свидетельствует о корневом законе ветвления конвекции.

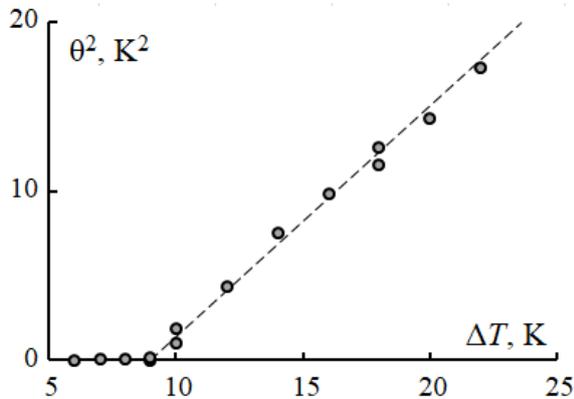


Рис. 3. Конвекция магнитной жидкости на основе ундекана в связанных вертикальных каналах при подогреве снизу

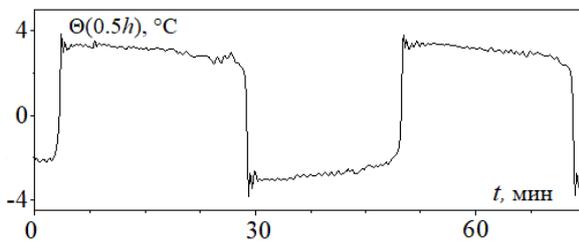


Рис. 4. Периодическая смена направления конвективного течения магнитной жидкости на основе ундекана в связанных вертикальных каналах при $\Delta T = 18$ К, и $Ra = 36$

Критический перепад температур, при котором возникает конвективная циркуляция, оказался равен $\Delta T_c = 9.0$ К, что соответствует критическому числу $Ra_c = 18$. Близкое значение критического числа Релея было получено на этой же установке и в более ранних экспериментах с однокомпонентными жидкостями [8]. В названной работе найдено также теоретическое значение критического числа Релея для связанных каналов конечной высоты $Ra_c = 24.5$. Разница между теорией и экспериментом объясняется неполным соответствием условий на границах каналов. В теории все четыре стенки каналов имеют высокую теплопроводность, а в эксперименте одна стенка сделана из плексигласа ($\lambda = 0.2$ Вт $m^{-1}K^{-1}$), и только три оставшиеся латунные ($\lambda = 200$ Вт $m^{-1} K^{-1}$) высокотеплопроводные.

Отметим, что в магнитной жидкости на основе ундекана вблизи порога неустойчивости равновесия наблюдалась периодическая смена направления конвективной циркуляции — так называемые перебросы. Жидкость на основе ундекана, несмотря на однородность жидкой основы, ведет себя точно также (рис.4), как и магнитные жидкости на основе керосина [1, 3]. Причина перебросов в описываемых экспериментах определенно связана с взаимодействием частиц с неоднородным темпе-

ратурным полем в узких каналах, что, вероятнее всего, связано с термодиффузией (термофорезом) частиц.

Для описания конвекции МЖ вполне пригодной может оказаться теоретическая модель, описанная ранее для бинарной жидкой системы с положительной термодиффузией [9]. Концентрацию тяжелой примеси следует воспринимать теперь как концентрацию твердых магнитных частиц, а термодиффузионный перенос молекул тяжелой компоненты следует принимать за перенос твердых частиц.

Пока открытым остается вопрос о величине термодиффузионного коэффициента для частиц в описываемой магнитной жидкости.

Параметры магнитной жидкости на основе ундекана

Параметр	Значение
β_t	$1.0 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$
ν	$5.84 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$
χ	$1.08 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$
$g\beta/\nu\chi$	$1.55 \cdot 10^{10} \text{ K}^{-1} \text{ м}^{-3}$
ρ	$1.46 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
η	$8.53 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$
c_p	$1.6 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
κ	$2.52 \cdot 10^{-1} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
c	0.16
<i>Критическое Ra_c в связанных каналах при подогреве снизу для магнитной жидкости на основе ундекана</i>	
ΔT_c	9.0 К
h	5.0 мм
d	1.6 мм
$Ra_c \text{ эксп}$	18
$Ra_c \text{ теория [8]}$	24.3

Заключение

Методом регулярного режима измерен коэффициент температуропроводности магнитной жидкости на основе ундекана, что позволяет определять конвективный параметр $g\beta/\nu\chi$ такой жидкости и использовать число Релея при описании конвективных экспериментов.

При конвекции магнитной жидкости на основе ундекана в связанных вертикальных каналах при подогреве снизу обнаружены перебросовые колебания. Этот результат является аргументом в пользу того, что природа таких колебаний связана с взаимодействием магнитных частиц с неоднородным в горизонтальном сечении полем температуры и полем скорости при слабой тепловой конвекции в каналах.

Список литературы

1. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Конвекция магнитных жидкостей в связанных каналах при подогреве снизу // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2010. № 5. С. 41–48.
2. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 2013. Vol. 49. No. 1. pp. 143–152.
3. Глухов А. Ф., Демин В. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция магнитной наносуспензии в узких каналах // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 1. С. 41–51.
4. Божко А. А., Краузина М. Т., Сидоров А. С., Сулов С. А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. Вып. 1 (39). С. 54–64. DOI: 10.17072/1994-3598-2018-1-54-64
5. Колчанов Н. В., Колесниченко Е. В. Вязкость магнитных жидкостей при различных концентрациях коллоидных частиц и температурах // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. Вып. 4 (28). С. 37–44. DOI: 10.17072/1994-3598-2017-4-37-44
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
7. Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. Тепло массообмен. М.: МЭИ, 2005. 550 с.
8. Glukhov A. F., Zorin S. V., Putin G. F., Petukhova E. S. Thermal convection in connected vertical channels of finite height // *Heat transfer. Soviet research*. Vol. 20, No. 2, 1988, pp. 167–173.
9. Глухов А. Ф., Демин В. А., Путин Г. Ф. Конвекция бинарной смеси в связанных каналах при подогреве снизу // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2007. № 2. С. 13–23.

References

1. Glukhov A.F., Putin G.F. Convection of magnetic fluids in connected channels heated from below. *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no 5, pp. 713-718.
2. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid. *Magnetohydrodynamics*, 2013, vol. 49, no. 1, pp. 143–152.
3. Glukhov A.F., Demin V.A., Popov E.A. Thermal magnetic nanosuspension convection in narrow channels. *Fluid Dynamics*, 2013, vol. 48, no. 1, pp. 36–45.
4. Bozhko A. A., Krauzina M. T., Sidorov A. S., Suslov S. A. Features in ferrocolloid convection in the presence of gravitational and magnetic fields. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 1 (39), pp. 54–64. DOI: 10.17072/1994-3598-2018-1-54-64
5. Kolchanov N. V., Kolesnichenko E. V. Viscosity of magnetic colloidal fluids at various temperatures and solid particle volume fractions. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2017, no. 4 (38), pp. 37–44. DOI: 10.17072/1994-3598-2017-4-37-44
6. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. *Convective stability of incompressible fluid*. Jerusalem: Keter Publishing House, 1976. 330 p.
7. Tsvetkov F. F., Grigorev B.A. *Teplomassoobmen*. Moscow: Izd-vo MEI, 2005. 500 p. (In Russian)
8. Glukhov A.F., Zorin S.V., Putin G.F., Petukhova E.S. Thermal convection in connected vertical channels of finite height. *Heat transfer. Soviet research*. 1988, vol. 20, no. 2, pp. 167–173.
9. Glukhov A.F., Demin V.A., Putin G.F. Binary-mixture convection in connected channels heated from below. *Fluid Dynamics*. 2007, vol. 42, no. 2, pp. 162–169.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф., Сидоров А. С., Арефьев И. М., Ладейщикова В. В., Шматко Н. Ю. О конвективных свойствах магнитной жидкости на основе ундекана // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 4 (42). С. 19–24. doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-19-24

Please cite this article in English as:

Glukhov A. F., Sidorov A. S., Arefyev I. M., Ladeyschikova V. V., Shmatko N. J. Convective properties of a magnetic fluid based on undecane. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2018, no. 4 (42), pp. 19–24. doi: 10.17072/1994-3598-2018-4-19-24