

## Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора

**А. Ф. Глухов, А. С. Сидоров**

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

При изучении тепловой конвекции в непрозрачных магнитных жидкостях конвективные вальсы можно визуализировать при помощи тонкой текстолитовой пластинки и инфракрасной камеры. Пластинка служит одной из границ конвективной полости – вертикального слоя. Оценивается возможность количественных измерений температурных полей поверхности жидкости таким методом. Выполнены расчеты температурных полей в тонкой текстолитовой пластинке, ограничивающей слой жидкости, неоднородной по температуре. Проведено лабораторное моделирование периодических конвективных структур для изучения распределения температуры вдоль пластинки при помощи тепловизора. По результатам расчетов и эксперимента оценены систематические погрешности измерения амплитуд пространственных гармоник теплового поля, создаваемого конвективным течением.

**Ключевые слова:** тепловая конвекция; тепловизор; конвективные структуры

*Поступила в редакцию 11.11.2015; принята к опубликованию 18.01.2016*

## Measurement of temperature fields on the surface of the liquid by means of a thin plate and imager

**A. F. Glukhov, A. S. Sidorov**

Perm State University, Bukirev St. 15, 614990, Perm

In the study of thermal convection in the opaque magnetic fluids convective rolls can be visualized using the thin textolite plate and infrared camera. The plate is one of the boundaries of the convective cavity - vertical layer. The possibility of quantitative measurements of temperature fields of the liquid surface is evaluated by this method. Temperature fields in thin textolite plate, bounding the fluid layer, non-uniform temperature, have been calculated. Laboratory modeling of periodic convective structures to study the temperature distribution along the plate, obtained with an infrared thermal imager, has been performed. According to the results of calculations and experiments systematic measurement errors of spatial harmonics of the thermal field, generated by a convective flow, have been evaluated.

**Keywords:** thermal convection; thermal imager; convective structures

*Received 11.11.2015; accepted 18.01.2016*

doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-5-10

## 1. Введение

В непрозрачных магнитных жидкостях при изучении тепловой конвекции температурные поля можно визуализировать при помощи тонкой текстолитовой пластины, которая одновременно служит одной из границ конвективной полости – вертикального или горизонтального слоя [1, 2]. Отображаемое на пластине температурное поле фиксируется при помощи тепловизора. Такие опыты обычно имеют целью наблюдение конвективных структур в виде валов разной ориентации. Для количественных измерений важно оценить систематические погрешности такого метода измерения температуры. Кроме того, необходимо понять, как пластина влияет на конвективное течение в вертикальном или горизонтальном слое магнитной жидкости и каким способом можно добиться на границах условий, близких теоретическим [3].

Ранее подобные оценки погрешностей выполнялись при измерениях термопарами в средах с гармонически меняющейся температурой [4].

Инфракрасные камеры для слежения за температурой используются достаточно часто, например, для измерения температуры стенки бака при развитой конвекции [5] или в других задачах [6,7].

## 2. Расчет температурного поля

Рассмотрим одномерную задачу о распределении температуры в пластинке толщиной  $b$  (рис. 1). Одна граница пластинки касается изотермического газа с температурой  $T_g$ , а около другой плоскости реализованы конвективные валы, что обеспечивает периодически меняющуюся температуру вдоль направления, перпендикулярного валам. При ламинарной конвекции можно аппроксимировать температурное поле вблизи пластинки функцией

$$T_{жс} = T_{ожс} + T_{мжс} \sin(kx + \varphi), \quad (2.1)$$

где  $x$  – координата вдоль пластины;  $\varphi$  – начальная фаза;  $T_{ожс}$  – средняя температура жидкости вблизи пластины;  $k = 2\pi/L$  – волновое число, определяемое через пространственный период  $L$  конвективной структуры.

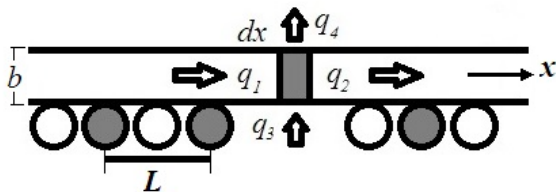


Рис.1. Схема для расчета температурного поля

Поскольку реальное температурное поле может оказаться более сложным, то в (2.1) следует использовать разложение в ряд Фурье, но, как будет показано ниже, пластинка заметно ослабляет периодический сигнал и тем сильнее, чем выше его

частота. Поэтому для анализа вполне достаточно главной гармоники.

Пластину будем считать тонкой ( $b \ll L$ ), так что ее температура меняется только вдоль оси  $x$ . Стационарная температура в каждой точке определяется балансом теплопроводных тепловых потоков  $q_1$ ,  $q_2$  и теплоотдачи  $q_3$ ,  $q_4$  (рис. 1):

$$\sum q_i = 0,$$

т.е.

$$d\left(-\lambda \frac{dT}{dx} b\right) + \alpha_{жс} (T - T_{жс}) dx + \alpha_z (T - T_z) dx = 0,$$

где  $\lambda$  – теплопроводность пластины,  $\alpha_{жс}$ ,  $\alpha_z$  – коэффициенты теплоотдачи в жидкость и в воздух, соответственно. Отсюда получается уравнение теплопроводности для поиска распределения  $T(x)$ :

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{\alpha_{жс}}{\lambda b} (T - T_{жс}) - \frac{\alpha_z}{\lambda b} (T - T_z) = 0. \quad (2.2)$$

В случае отсутствия периодической составляющей температура жидкости под пластиной постоянна  $T_{жс} = T_{ожс}$ . Это соответствует ситуации, когда конвективных валов нет, а имеются только основное течение в вертикальном слое или равновесие в горизонтальном слое. Температура пластинки при этом принимает постоянное значение

$$T_o = \frac{\alpha_{жс} T_{ожс} + \alpha_z T_z}{\alpha_{жс} + \alpha_z}. \quad (2.3)$$

В зависимости от соотношения между коэффициентами теплоотдачи температура (2.3) может принимать значения в диапазоне от температуры жидкости  $T_{ожс}$  до температуры воздуха  $T_z$ .

При слабой теплоотдаче в воздух ( $\alpha_{жс} \gg \alpha_z$ ) температура  $T_o$  стремится к значению температуры жидкости:

$$T_o \approx T_{ожс} + T_z \frac{\alpha_z}{\alpha_{жс}}.$$

Систематическая погрешность измерения температуры  $T_{ожс}$  при этом равна

$$\delta = \frac{T_o - T_{ожс}}{T_{ожс}} \approx \frac{\alpha_z}{\alpha_{жс}}.$$

Для конвективной теплоотдачи в воздух коэффициент  $\alpha_z \sim 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ . Теплоотдача в жидкость в вертикальном слое при конвекции в виде основного течения [5], пока температурный профиль остается линейным, может быть оценена следующим образом:

$$\alpha_{жс} \approx \frac{\lambda_{жс}}{d} \approx 33 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1},$$

здесь  $\lambda_{жс} \approx 0.2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  – коэффициент теплопроводности магнитной жидкости;  $d = 6 \text{ мм}$  – толщина слоя. Аналогичное значение получим и для горизонтального слоя жидкости в условиях механического равновесия. Это дает погрешность измерения температуры поверхности жидкости  $\sim 30\%$ .

При сильном обдуве вентилятором ( $\alpha_{жс} \ll \alpha_2$ ) температура пластинки и вовсе стремится к температуре воздуха:

$$T_o \approx T_2 + T_{о,жс} \frac{\alpha_2}{\alpha_{жс}},$$

при этом пластинка перестает измерять температуру жидкости и погрешность теряет смысл.

Отметим, что температура, рассчитанная по формуле (2.3), не зависит от толщины пластинки  $b$ , поэтому она годится также для оценки температуры свободной поверхности жидкости, например, при конвекции в горизонтальном слое в условиях подогрева снизу. На роль  $T_{о,жс}$  в этом случае следует выбрать температуру горячего теплообменника.

Когда под пластиной имеются конвективные валы и периодическая составляющая (2.1) не мала, решение уравнения (2.2) кроме постоянной  $T_o$  (2.3) содержит и гармоническую составляющую той же пространственной частоты

$$T = T_o + T_m \sin(kx + \varphi). \quad (2.4)$$

Подставляя решение (2.4) в уравнение (2.2) с учетом (2.3), получаем соотношение между амплитудами гармоник в пластинке и жидкости:

$$\frac{T_m}{T_{мжс}} = \frac{\alpha_{жс}}{\alpha_{жс} + \alpha_2 + 4\pi^2 \lambda b / L^2}. \quad (2.5)$$

Следует разделять анализ постоянной составляющей (2.3) и амплитуд гармоник (2.5), так как они независимо друг от друга изменяются с параметрами задачи. Для уменьшения погрешности измерения амплитуды периодических температурных полей следует выбирать материалы для пластинки с низкой теплопроводностью и делать пластинку возможно более тонкой. Также погрешность уменьшается с ростом пространственного периода гармоник. Последнее обстоятельство позволяет объяснить, почему мы не учитываем возможность более сложных периодических структур, например, профилей, близких к прямоугольнику. Фактически, пластинка выступает в роли фильтра низких частот и выделяет главную пространственную гармонику периодического сигнала, потому что более высокие частоты ослабляются пластинкой значительно сильнее. К примеру, гармоника с периодом вдвое меньшим, чем основная, ослабляется вчетверо сильнее (2.5).

Обычно валы занимают всю толщину слоя жидкости  $d$ , т.е.  $L = 2d$ , поэтому формулу (2.5)

можно использовать для оценки систематической погрешности в виде

$$\delta = \frac{T_{мжс} - T_m}{T_{мжс}} = 1 - \frac{\alpha_{жс}}{\alpha_{жс} + \alpha_2 + \pi^2 \lambda b / d^2}. \quad (2.6)$$

В пределе сильной теплоотдачи в жидкость (при  $\alpha_{жс} \gg \alpha_2 + \pi^2 \lambda b / d^2$ ) погрешность стремится к нулю следующим образом:

$$\delta \approx \frac{\alpha_2}{\alpha_{жс}} \left( 1 + \frac{\pi^2 \lambda b}{\alpha_2 d^2} \right).$$

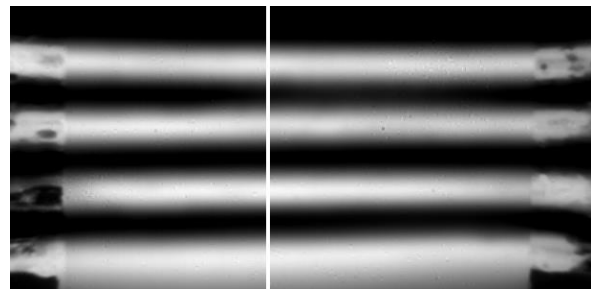
При сильном обдуве ( $\alpha_{жс} \ll \alpha_2$ ), как было показано выше, средняя температура пластинки стремится к температуре обдувающего воздуха, но при этом гармоническая составляющая поля вполне может быть визуализирована и измерена. Погрешность в случае  $\alpha_{жс} \ll \alpha_2 + \pi^2 \lambda b / d^2$  можно оценить более простой формулой

$$\delta \approx \frac{\pi^2 \lambda b}{\alpha_{жс} d^2}.$$

Формула (2.6) позволяет оценить погрешности измерения полей при конвекции магнитной жидкости, например, в вертикальном слое [1], когда на основном подъемно-опускном течении во внешнем однородном магнитном поле накладываются вертикальные конвективные валы. Так как при появлении валов теплопередача через слой возрастает [5], коэффициент теплоотдачи выберем вдвое большим, чем в основном подъемно-опускном течении, –  $\alpha_{жс} \approx 60 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ . Используя параметры экспериментальной установки:  $b = 0.7 \text{ мм}$ ,  $d = 6 \text{ мм}$ ,  $\lambda = 0.24 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ , получаем систематическую погрешность определения амплитуды

$$\delta = \frac{T_{мжс} - T_m}{T_{мжс}} \approx 0.5,$$

т.е. периодические неоднородности выглядят на пластинке вдвое более слабыми, чем на поверхности жидкости.



**Рис. 2.** Температурное поле пластинки ( $b = 0.7 \text{ мм}$ ,  $T_{гор} = 50^\circ$ ,  $T_{хол} = 25^\circ$ ); вертикальная линия – линия сканирования

Важно отметить, что появление конвективных валов в [1, 2] носит пороговый характер, поэтому приведенная здесь погрешность не может заметно повлиять на измеренные в опытах критические параметры, определяющие порог неустойчивости. Эти параметры находились из принципа: есть конвективные валы при данных условиях или валов нет. Задача об определении интенсивности конвективных валов не ставилась.

### 3. Эксперимент

Расчеты полей проверены в модельном эксперименте, где для создания периодической структуры на текстолитовую пластину при помощи герметика наклеивались семь латунных трубок диаметром 5 мм. По нечетному ряду трубок при помощи струйного термостата прокачивалась горячая вода с температурой  $T_{гор}$ , а по четному – холодная  $T_{хол}$  (рис. 1). Таким образом, под пластинкой имелось температурное поле (2.1) с амплитудой

$$T_{мж} = \frac{T_{гор} - T_{хол}}{2}$$

и со средним значением

$$T_{ож} = \frac{T_{гор} + T_{хол}}{2}.$$

На рис. 2 показана фотография температурного поля пластинки, полученная инфракрасной камерой FLIR-CEDIP Titanium; разрешение камеры  $640 \times 512$  пикселей, рабочий диапазон измерения температуры от  $-20$  до  $3000^\circ\text{C}$ . При помощи приложения Altair изображение сканировалось перпендикулярно трубкам вдоль линии, изображенной на рис. 2. На рис. 3 показаны соответствующие температурные профили, полученные для пластинки толщиной  $b = 0.7$  мм и температурой воды в трубках  $T_{гор} = 50^\circ$ ,  $T_{хол} = 25^\circ$ .

Пунктирная кривая рис. 3 соответствует профилю при включенном обдуве воздухом с температурой  $23^\circ$ . Видно, что размах колебаний при обдуве уменьшается за счет остывания наиболее нагретых мест.

Записи с тепловизора сравнивались с исходным температурным полем, которое построено по формуле (2.1) через параметры воды в трубках. На рис. 4 (кривая 1) показан исходный профиль, а кривая 2 отражает результат измерения тепловизором. На этом же рисунке (кривая 3) построен профиль, рассчитанный по формуле (2.4) с учетом (2.5) при параметрах, соответствующих опытам:  $\lambda = 0.24 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $b = 0.7$  мм,  $L = 10.9$  мм.

Коэффициент теплоотдачи в жидкость, который при принудительной прокачке неизвестен, подбирался в электронных таблицах методом визуальной минимизации среднеквадратичных от-

клонений экспериментальной линии от расчетной кривой. Для этого коэффициент теплоотдачи варьировался таким образом, чтобы визуально приблизить кривые 2 и 3 друг к другу и одновременно минимизировать среднеквадратичное отклонение. Для расчетов использован интервал  $x$  от 11 до 37 мм. Оптимальным значением коэффициента оказалось  $\alpha_{ж} = 185 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ . При этом нормированное на  $T_{мж}$  среднеквадратичное отклонение экспериментального профиля от расчетного профиля минимизировалось до значения 0.08. Это число характеризует величину случайных погрешностей в нашем эксперименте. При меньших разностях  $\Delta T = T_{гор} - T_{хол} \sim 5^\circ$  случайные погрешности достигали значения 0.15.

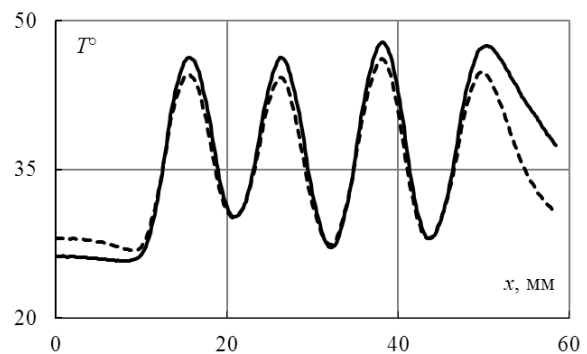


Рис. 3. Профиль температуры на пластинке ( $b = 0.7$  мм,  $T_{гор} = 50^\circ$ ,  $T_{хол} = 25^\circ$ ); пунктир – при включенном обдуве вентилятором

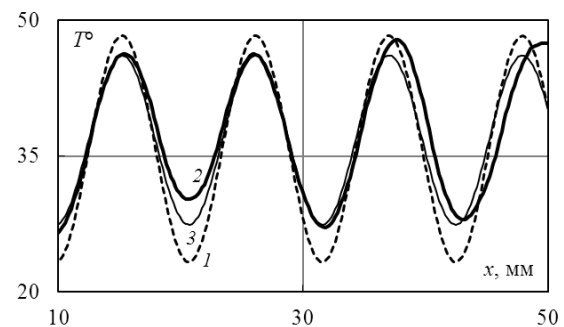


Рис. 4. Профили температуры: 1 – исходный под пластиной  $b = 0.7$  мм,  $T_{гор} = 50^\circ$ ,  $T_{хол} = 25^\circ$ ; 2 – измеренный на пластине; 3 – расчет по формулам (2.4), (2.5)

Рассчитанное по формуле (2.5) отношение амплитуд проверялось экспериментально. Поскольку применение Фурье-анализа для коротких рядов затруднительно, амплитуда экспериментального профиля определялась описанным выше методом визуальной минимизации среднеквадратичных отклонений. Для эксперимента на рис. 4 отношение  $\delta = T_m^{экс} / T_{мж} \approx 0.7$  получилось близким к расчетному отношению 0.75.

Эксперименты проводились при разных температурах прокачиваемой жидкости и разной толщине визуализирующей пластины. Для изменения толщины две пластины склеивались, что давало значение  $b = 1.4$  мм. Также применялся обдув пластины воздухом при помощи вентилятора. Описанная выше процедура визуальной минимизации среднеквадратичных отклонений позволила подобрать коэффициент теплоотдачи при включенном вентиляторе  $\alpha_2 = 25 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ .

В таблице приведены основные результаты сравнения расчетов с экспериментом. Видно, что пластинка неизбежно уменьшает температурный сигнал. Расчетное ослабление (2.5) и экспериментальное уменьшение амплитуды пространственных периодических температурных профилей в пределах случайной погрешности совпадают.

Сравнение расчетов и эксперимента  
( $T_{\text{гор}} = 50^\circ$ ,  $T_2 = 23^\circ$ ,  $[\alpha] = \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ )

$\Delta T, ^\circ\text{C}$ обдув	$b, \text{мм}$	$T_m / T_{\text{мж}}$ расч. (2.5)	$T_m / T_{\text{мж}}$ эксп.	$\alpha_{\text{ж}}$	$\alpha_{\text{г}}$
25, нет	0.7	0.75	0.7	185	10
25, да	0.7	0.70	0.6	185	25
5, нет	0.7	0.75	0.8	110	10
5, да	0.7	0.70	0.7	110	25
25, нет	1.4	0.49	0.4	110	10
25, да	1.4	0.46	0.4	110	25

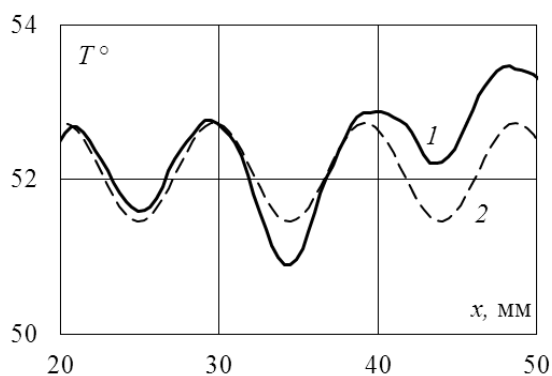


Рис. 5. Профиль температуры при конвекции магнитной жидкости: 1 – эксперимент; 2 – расчет по формулам (2.4), (2.5)

Кроме модельного эксперимента, где периодические структуры создавались искусственно, выполнены опыты с наблюдением и измерением реальных конвективных термомагнитных валов [1] при конвекции магнитной жидкости в вертикальном слое. На рис. 5 (линия 1) показан экспериментальный профиль, полученный при перепаде температур между горячим теплообменником и комнатой  $35^\circ$ , при обдуве пластины вентилятором и при напряженности внешнего магнитного поля

$35 \text{ кА/м}$ . Толщина вертикального слоя магнитной жидкости  $d = 6$  мм. Здесь же приведен профиль (линия 2), рассчитанный по формулам (2.4) и (2.5) для  $\lambda = 0.24 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 25 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{ж}} = 45 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $b = 0.7$  мм. Рис. 5 демонстрирует перспективность применения тонкой пластинки и тепловизора для количественных измерений температурных полей при конвекции жидкостей.

#### 4. Основные результаты

Выполнены расчеты температурных полей в тонкой пластике, используемой совместно с инфракрасной камерой для наблюдения конвективных структур при конвекции жидкостей в горизонтальных или вертикальных слоях. Получены формулы, позволяющие выбрать оптимальные параметры визуализирующей пластины и оценить систематические погрешности измерения. Расчеты сравнивались с модельными экспериментами, в которых сквозь тонкую пластинку при помощи тепловизора наблюдались искусственно созданные, периодические температурные поля.

На примере задачи термомагнитной конвекции магнитной жидкости в вертикальном слое, помещенном во внешнее однородное магнитное поле, продемонстрирована перспективность применения тонкой пластинки и тепловизора для количественных измерений температурных полей при конвекции жидкостей.

#### Список литературы

1. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study // Physical Review E. 2012. Vol. 86. 016301.
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. P. 143–152.
3. Suslov S. A. Thermo-magnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid // Fluid Dynamics. 2008.
4. Глухов А. Ф., Котельникова М. В. Лабораторное моделирование течений в камере датчика конвекции // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2014. Вып. 1 (26). С. 43–48.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
6. Бердников В. С., Гапонов В. А., Гришков В. А., Лиханский П. А., Марков В. А. Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение тем-

пературы в тонкой вертикальной стенке // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 2. С. 197–208.

7. Leblay P., Henry J.-F., Caron D., Leducq D., Bontemps A., Fournaison L. IR thermography measurement of convective coefficients in a pipe with periodic excitation // *International Journal of Thermal Sciences*. 2013. Vol. 74. P. 183–189.
8. Mehta B., Khandekar S. Infrared thermography of laminar heat transfer during early thermal development inside a square mini-channel // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2012. V. 42. P. 219–229.

## References

1. Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S., Suslov S. A. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study. *Physical Review E*. 2012, vol. 86, 016301.
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. Suslov S. A. Thermo-magnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid. *Physics of Fluids*. 2008, vol. 20, no. 8, 084101.
4. Glukhov A. F., Kotelnikova M. V. Laboratory modeling of flows in the cavity of sensor convection. *Bulletin of Perm University. Series: Physics*. 2014, no. 1 (26), pp. 43–48 (In Russian).
5. Gershuni G. Z., Zhukhovitskii E. M. *Convective stability of incompressible fluids*. Jerusalem: Keter Publishing House, 1976. 330 p.
6. Berdnikov V. S., Gaponov V. A., Grishkov V. A., Likhansky P. M., Markov V. A. Effect of nonstationary thermal gravitation-capillary convection on temperature distribution in a thin vertical wall. *Thermophysics and Aeromechanics*. 2010, vol. 17, no. 2, pp. 181–191.
7. Leblay P., Henry J.-F., Caron D., Leducq D., Bontemps A., Fournaison L. IR thermography measurement of convective coefficients in a pipe with periodic excitation. *International Journal of Thermal Sciences*. 2013, vol. 74, pp. 183–189.
8. Mehta B., Khandekar S. Infrared thermography of laminar heat transfer during early thermal development inside a square mini-channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2012, vol. 42, pp. 219–229.

## Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Глухов А. Ф., Сидоров А. С. Измерение температурных полей поверхности жидкости при помощи тонкой пластинки и тепловизора // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2016. № 1 (32). С. 5–10. doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-5-10

## Please cite this article in English as:

Glukhov A. F., Sidorov A. S. Measurement of temperature fields on the surface of the liquid by means of a thin plate and imager // *Bulletin of Perm University. Series: Physics*, 2016, no. 1 (32), pp. 5–10. doi: 10.17072/1994-3598-2016-1-5-10