

DOI: [10.7242/1999-6691/2019.12.1.2](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.1.2)

УДК 532.517.4:536.242

КОНВЕКТИВНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ НАГРЕВЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ

А.Ю. Васильев, А.Н. Сухановский, Р.А. Степанов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

Проблема интенсификации теплообмена при помощи неоднородных по пространству граничных условий представляет большой интерес. В данной работе исследуется влияние неоднородного непериодического распределения нагрева на структуру течения и конвективный теплопоток для существенно турбулентных режимов ($Ra = 1,1 \cdot 10^9$). Численное моделирование конвективной турбулентности в кубической полости при неоднородном распределении нагрева на ее нижней границе выполнено с помощью открытого программного обеспечения OpenFoam 4.1. Представлены результаты для трех вариантов распределения областей нагрева, реализованного при помощи: локализованного нагревателя; девяти нагревателей одинакового размера, равноудаленных друг от друга; фрактального нагревателя. Во всех вариантах площадь нагрева одинакова. Обнаружено, что в случае неоднородного распределения нагреваемых областей в полости формируется крупномасштабная циркуляция, динамика и структура которой зависит от распределения температуры на ее нижней границе. Выявлены спонтанные переориентации плоскости крупномасштабной циркуляции на угол $\pm 45^\circ$ или $\pm 90^\circ$. Проведено сравнение интенсивности теплового потока через слой (полость) при фиксированном перепаде температуры на горизонтальных границах. Интенсивность теплообмена слабо зависит от распределения температуры на нижней границе. Максимальное отличие в значениях числа Нуссельта при трех вариантах неоднородного распределения температуры не превышает 5%. Сравнение результатов численного моделирования при однородном и неоднородном распределении нагрева для $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ показало, что уменьшение площади нагрева на 70% приводит к снижению значения числа Нуссельта на 10%. Обнаружено, что с уменьшением площади нагрева величина потока тепла тоже падает, причем непропорционально ее изменению при фиксированных температурах в областях нагрева и охлаждения. Для практических приложений важную роль играет стабильность теплового потока, которая характеризуется отсутствием пульсаций. Установлено, что использование фрактального нагрева позволяет значительно снизить уровень пульсаций теплопотока без потери эффективности теплопереноса.

Ключевые слова: конвекция, турбулентность, численное моделирование, OpenFoam, кубическая полость

CONVECTIVE TURBULENCE IN A CUBIC CAVITY WITH NON-HOMOGENEOUS HEATING AT THE LOWER BOUNDARY

A.Yu. Vasiliev, A.N. Sukhanovskii and R.A. Stepanov

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

The problem of heat transfer intensification using non-homogeneous boundary conditions is of great interest. This paper presents a study of the influence of non-homogeneous, non-periodic distribution of heating on the flow structure and convective heat flux for developed turbulent regimes ($Ra = 1,1 \cdot 10^9$). A numerical simulation of convective turbulence was performed for non-homogeneous heating distribution at the lower boundary in the cubic cavity using open software OpenFoam 4.1. Calculations were carried out for three types of temperature distribution: localized heating at the center of the lower boundary, nine heaters of the same size, equidistant from each other, and fractal heating. All three heating distributions have the same area. The results of numerical simulation showed that in all three cases of non-homogeneous heating distribution in the cavity a large-scale circulation is formed, the dynamics and structure of which depend on the temperature distribution at the lower boundary. Spontaneous reorientations of the large-scale circulation plane by angle $\pm 45^\circ$ and $\pm 90^\circ$ were revealed. A comparison of the intensity of heat flux through the layer at a fixed temperature difference at horizontal boundaries was made. It is shown that the intensity of heat transfer weakly depends on the temperature distribution at the lower boundary. The maximum difference in the Nusselt number for three types of a non-uniform heating distribution does not exceed 5%. Comparison of the results of numerical simulation with a uniform and non-uniform temperature distribution for $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ showed that a decrease in the heating area by 70% leads to a decrease in the Nusselt number by 10%. It is shown that the heat flux decreases with decreasing heating area, at fixed temperatures in the heating and cooling areas, not proportionally to the change in area. For practical applications, an important role is played by the stability of the heat flow, which is characterized by the absence of pulsations. It is shown that the use of fractal heating can significantly reduce the level of heat flux pulsations, without losing heat transfer efficiency.

Key words: convection, turbulence, numerical simulation, OpenFoam, cubic cell

1. Введение

Естественная конвекция в замкнутых полостях является классическим объектом фундаментальных исследований, притягивающим внимание разнообразием возможных в них динамических режимов [1, 2]. Наиболее полно изучена конвекция Релея–Бенара в полостях простой геометрии (цилиндр, параллелепипед), когда нижняя граница подогревается, а верхняя охлаждается [3–5]. Однако многие прикладные задачи требуют рассмотрения более сложных систем, включающих конвекцию от локализованных источников тепла [6–8]. Одной из ключевых задач, связанных с конвективными течениями, является задача конвективного переноса тепла, в которой для его характеристики традиционно используется число Нуссельта (отношение полного потока тепла к теплопроводному потоку) [3].

При этом большие усилия направляются на то, чтобы выявить зависимость числа Нуссельта от основных определяющих параметров, таких как числа Рейля и Прандтля [3–5]. Прежде всего, это обусловлено необходимостью параметризации теплообменных процессов при очень больших значениях числа Рейля, характерных для крупных промышленных установок и атмосферных процессов.

Как известно, конвекция Рейля–Бенара в турбулентных режимах характеризуется формированием крупномасштабной циркуляции (КМЦ) [2]. Особенности структуры крупномасштабной циркуляции в замкнутом объеме могут оказывать существенное влияние на толщину температурного пограничного слоя и, соответственно, на величину теплопотока через твердую границу [9]. Сравнительно недавно появились работы, исследующие влияние пространственной неоднородности граничных условий с целью интенсификации теплопотока. Здесь можно выделить два основных направления варьирования: или пространственного распределения нагрева, или топологической структуры поверхности, например шероховатости. Регулярное распределение нагрева исследовано в двумерной постановке в [10] и в трехмерной постановке для периодических условий на боковых границах в [11, 12]. Влияние регулярного распределения шероховатости поверхности проанализировано в [4, 13].

Идея сочетания теплопроводных и теплоизолирующих элементов на нижней поверхности заслуживает особого внимания по двум причинам. Во-первых, это выгодно с практической точки зрения: благодаря экономии дорогих хорошо теплопроводящих материалов. Во-вторых, неоднородность температуры на границе создает дополнительные условия для неустойчивости течения вблизи нее и запуска турбулентного каскада. В результате можно ожидать уменьшения толщины теплового пограничного слоя, где тепло передается исключительно за счет теплопроводности жидкости. Попытка оценить влияние геометрии нагреваемой области на интенсификацию теплообмена путем конвекции в бесконечном слое была предпринята в [12], где основным эффектом ожидался от применения фрактальной геометрии нагревателя. В силу ограничений использованного численного метода ранее рассматривались только переходные режимы течения от ламинарного к турбулентному. Показано, что фрактальный нагреватель способен создавать многомасштабное течение, однако заметного влияния на характер теплопотока не было обнаружено.

Отличительной особенностью настоящей работы является исследование влияния неоднородного, но неперидического распределения нагрева как на структуру течения, так и на конвективный теплопоток при существенно турбулентных режимах. В качестве объекта исследования выбрана кубическая полость, в которой ранее экспериментально и численно исследовалась конвекция для высоких значений числа Рейля [14, 15].

2. Численное моделирование

Численное моделирование турбулентной конвекции в кубической полости при неоднородном нагреве на нижней границе проводилось при помощи свободно распространяемого пакета вычислительной гидродинамики с открытым исходным кодом OpenFoam 4.1. Код основан на методе конечных объемов. Для выполнения поставленной задачи используется стандартный решатель buoyantBoussinesqPimpleFoam, позволяющий разрешать уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска.

Расчеты выполнялись с помощью метода Large Eddy Simulation (LES), который предполагает разделение всех полей на разрешаемые вычислительной сеткой (крупномасштабные течения) и подсеточные. Уравнения для крупномасштабного течения получаются путем применения низкочастотного фильтра, ширина которого пропорциональна размеру ячейки $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$. В результате этого из уравнения тепловой конвекции исключается мелкомасштабное движение. Нелинейные взаимодействия между крупномасштабным течением и мелкомасштабной турбулентностью параметризуются на основе подсеточных моделей.

Система уравнений, описывающих крупномасштабное течение, имела вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{p}{\rho_0} \right) + \nu_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\rho}{\rho_0} g_i, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (T u_j) &= \chi_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= 1 - \beta (T - T_0), \end{aligned} \quad (1)$$

где u_i — компонента скорости в i -м направлении, p — давление, T_0 и T — средняя температура среды

и абсолютная температура, ρ — плотность, ρ_0, ν_0, χ_0 — плотность, кинематическая вязкость и температуропроводность при T_0 , g_i — ускорение сводного падения, β — температурный коэффициент объемного расширения, τ_{ij} — подсеточный тензор напряжений, q_j — подсеточный тепловой поток. В расчетах используется подсеточная модель Смагоринского [16] $\tau_{ij} = -2(C_s \Delta)^2 |S| S_{ij} = -2\nu_t S_{ij}$, где $S_{ij} = 1/2(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ — тензор скорости деформации, C_s — коэффициент Смагоринского, ν_t — турбулентная вязкость. Широко распространенный подход для вычисления подсеточного теплового потока основывается на выражении $q_j = -\chi_t \partial T / \partial x_j$, где χ_t — турбулентная температуропроводность. Для вычисления χ_t принимается гипотеза о постоянстве турбулентного числа Прандтля: $\chi_t = \nu_t / Pr_t$. В расчетах задаются следующие значения коэффициента Смагоринского и турбулентного числа Прандтля: $C_s = 0,14$; $Pr_t = 0,9$.

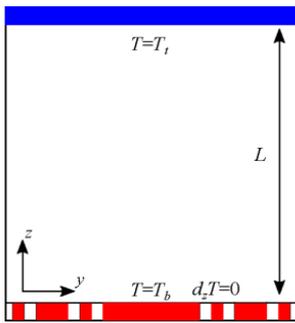


Рис. 1. Схема расчетной области и система координат

Схема расчетной области, представляющей собой кубическую полость со стороной $L = 0,25$ м, показана на рисунке 1. Неоднородный нагрев нижней границы задавался при помощи смешанных граничных условий: одна часть поддерживалась при постоянной температуре T_b , а на оставшейся части задавался нулевой поток тепла (теплоизолированная граница).

В расчетах рассмотрено три варианта области нагрева: локализованная; от девяти нагревателей одинакового размера, равноудаленных друг от друга; от нагревателя фрактальной геометрии (см. Рис. 2). Все варианты имели одинаковую площадь нагрева, которая составляла $30 \pm 0,5\%$ от площади нижней грани. Первый вариант моделировал одиночный локализованный источник тепла, второй — однородное распределение нагревателей размером, в 3 раза

меньшим, чем в первом случае, в третьем варианте комбинировались элементы трех размеров с неоднородным пространственным распределением. Отметим, что третий вариант (Рис. 2в) требовал трех итераций при построении фрактала — ковры Серпинского [17]. Температура верхней границы T_t имела однородное распределение. Также в качестве граничных условий принималось условие прилипания на всех стенках кубической полости и нулевой поток тепла на боковых гранях.

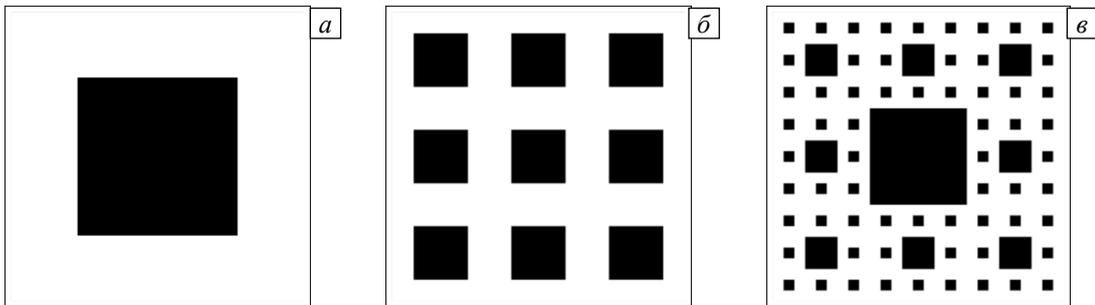


Рис. 2. Схематическое изображение распределения нагреваемых областей: локализованный нагрев (а), девять нагревателей одинакового размера, равноудаленные друг от друга (б), нагреватель фрактальной геометрии (в); в областях, изображаемых черными квадратами, температура поддерживается постоянной

Предполагалось, что кубическая полость заполнена водой с температурой $T_0 = 296,15$ К ($Pr = 6,4$). Физические свойства среды представлены в таблице 1. На верхней границе задавалась постоянная температура $T_t = 294,15$ К. Нагреваемая область на нижней границе имела температуру $T_b = 298,15$ К. Перепад температуры между верхней границей и нагреваемой областью равнялся 4 К, что соответствует числу Рейля $Ra = 1,1 \cdot 10^9$. Для дискретизации конвективных слагаемых использовалась схема Gauss linear, а для диффузионных слагаемых — Gauss linear corrected. Схемы обладают вторым порядком точности аппроксимации. Интегрирование по времени выполнялось согласно неявной схеме Эйлера, для которой характерен второй порядок точности. Для решения системы линейных алгебраических уравнений, полученных после дискретизации уравнений, применялся предобусловленный метод бисопряженных градиентов PBiCG (для скорости и температуры) и GAMG метод (для давления). Предобусловителем служил метод неполной факторизации — DILU.

Таблица 1. Физические свойства воды и значения управляющих параметры при $T_0 = 296,15$ К

Название и обозначение	Размерность	Значение
Плотность ρ_0	кг/м ³	$9,97 \cdot 10^2$
Коэффициент температурного расширения β	1/К	$2,40 \cdot 10^{-4}$
Кинематическая вязкость ν_0	м ² /с	$9,35 \cdot 10^{-7}$
Температуропроводность χ_0	м ² /с	$1,45 \cdot 10^{-7}$
Удельная теплоемкость C_p	Дж/(кг·К)	$4,18 \cdot 10^3$
Коэффициент теплопроводности λ	Вт/(м·К)	$6,04 \cdot 10^{-1}$
Число Pr	–	6,4
Число Ra	–	$1,1 \cdot 10^9$

3. Результаты

Частичный нагрев нижней горизонтальной грани приводит к тому, что ее средняя температура остается ниже T_b . Поскольку потоки тепла от горизонтальных границ изначально неуравновешены, средняя температура по объему снижается от T_0 до нового квазистационарного значения. Для того чтобы правильно определить момент времени, после которого будет наблюдаться квазистационарное состояние, рассмотрена временная эволюция полной кинетической энергии и средней по объему температуры (см. Рис. 3). Полная кинетическая энергия системы совершает колебания относительно среднего значения, начиная с момента времени $t > 1000$ с. Несмотря на то, что средняя температура в процессе всего расчета монотонно уменьшается, заметного влияния на свойства течения это не оказывает, и потому интервал времени от 0 до 1000 с из дальнейшего анализа конвективного течения исключается. Началу отсчета по оси времени на рисунках 4 и 5 соответствует начало анализируемого интервала времени, а не момент старта расчетов.

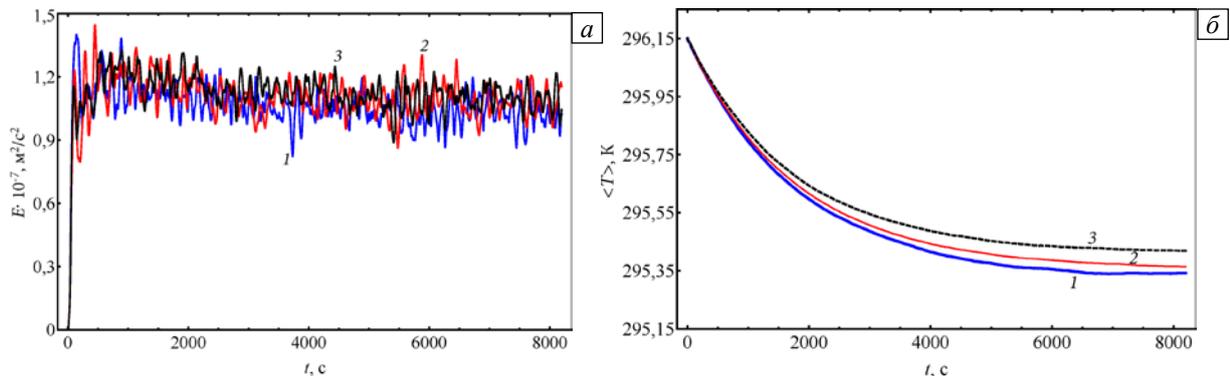


Рис. 3. Временная эволюция средней по объему кинетической энергии (а) и средней температуры в объеме (б); локализованный подогрев снизу (кривая 1), девять нагреваемых областей (2), фрактальное распределение температуры (3)

Как известно, конвекция Релея–Бенара в замкнутых полостях сопровождается формированием КМЦ [2–5]. В результате экспериментальных и численных исследований конвективной турбулентности при однородном распределении температуры на нижней границе установлено, что КМЦ характеризуется сложной динамикой и может менять свою ориентацию случайным образом [18]. Структура крупномасштабного течения и его временная эволюция в случае неоднородного нагрева нижней границы в кубической полости ранее не исследовались. Чтобы правильно определить структуру среднего течения, необходимо проанализировать динамику КМЦ. В качестве количественной меры, которая описывает интенсивность вращения и ориентацию КМЦ, выбран интегральный момент импульса:

$$\mathbf{L} = \frac{1}{V} \int_V \rho(\mathbf{r}_0 \times \mathbf{u}) dV, \quad (2)$$

где \mathbf{r}_0 — радиус-вектор из центра кубической полости, V — объем куба. Тогда можно ввести интенсивность вращения КМЦ — $L = |\mathbf{L}|$, и ее ориентацию в горизонтальной плоскости — $\varphi = \arctan(L_y/L_x)$. На рисунке 4 показана временная эволюция момента импульса. Во всех трех случаях распределения областей нагрева на нижней границе в полости формируется КМЦ. Горизонтальные

компоненты момента импульса L_x и L_y отличны от нуля и характеризуют интенсивность вращения вдоль соответствующих осей двух взаимно перпендикулярных вихрей. В результате суперпозиции вихрей в полости наблюдается КМЦ, которая ориентирована вдоль одной из ее диагоналей. Изменение знака у одной из компонент момента импульса L_x и L_y соответствует изменению ориентации КМЦ. На рисунке 5 представлена временная эволюция ориентации КМЦ для трех вариантов неоднородного распределения нагрева. В результате анализа временной эволюции ориентации КМЦ обнаружено, что положение плоскости КМЦ может случайным образом меняться на угол $\pm 45^\circ$ или $\pm 90^\circ$. Переориентация плоскости КМЦ на $\pm 45^\circ$ соответствует переходу из диагонального состояния в положение, когда плоскость КМЦ становится параллельной боковым стенкам полости и обратно. Так, например в случае фрактального распределения температуры, наблюдаются две переориентации на угол $\pm 45^\circ$. Продолжительность переходного процесса составляет около 600 с, что приблизительно соответствует четырем характерным временам оборота крупномасштабного вихря. Важно отметить, что при однородном распределении температуры переориентации плоскости КМЦ на $\pm 45^\circ$ не наблюдались [19, 20].

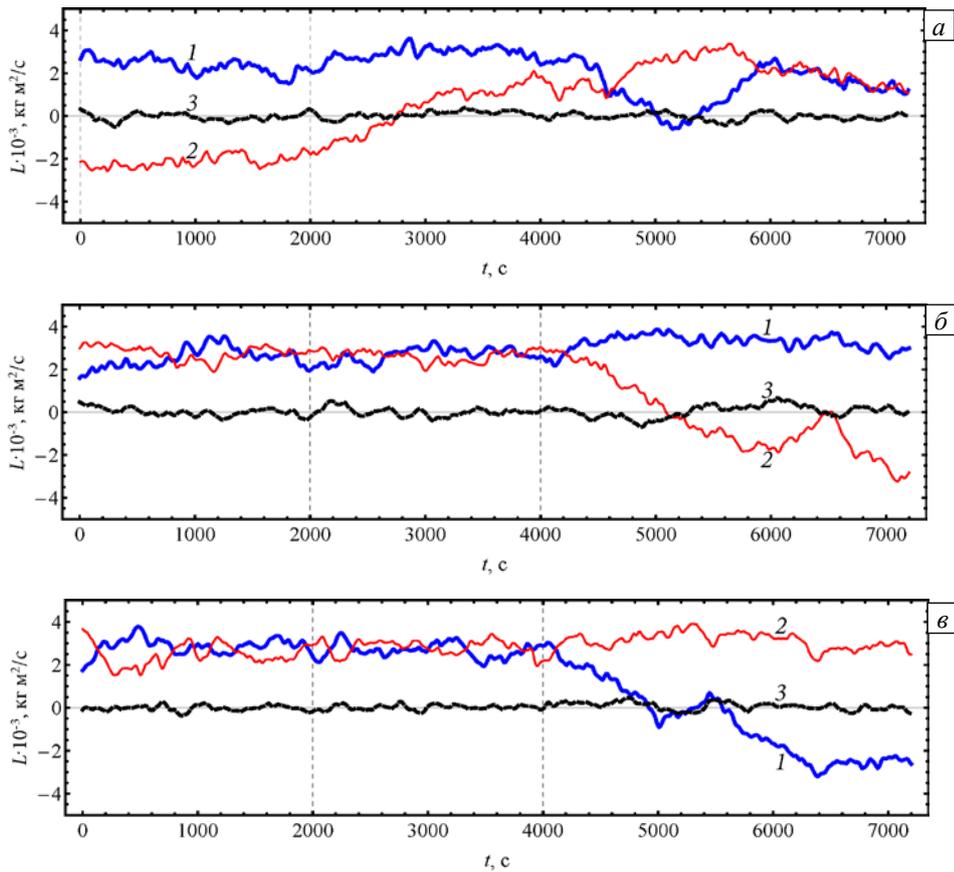


Рис. 4. Временная эволюция компонент момента импульса: локализованный подогрев снизу (а), девять нагревательных областей (б), фрактальное распределение температуры (в); 1 – L_x , 2 – L_y , 3 – L_z ; пунктирные линии показывают интервал времени, на котором вычисляются средние по времени характеристики течения

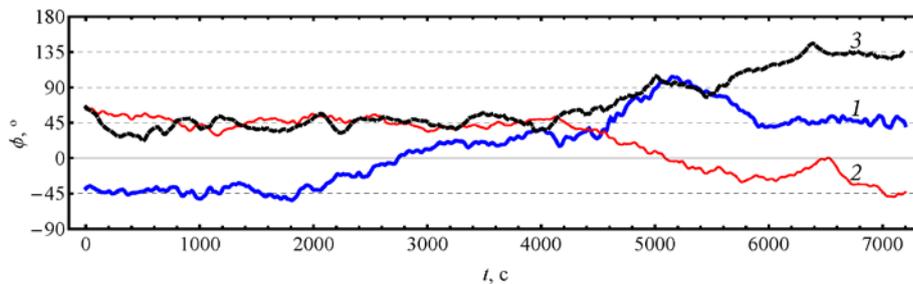


Рис. 5. Временная эволюция ориентации КМЦ: локализованный подогрев снизу (кривая 1), девять нагреваемых областей (2), фрактальное распределение температуры (3)

Осредненные по времени значения интенсивности вращения КМЦ представлены в таблице 2. Интервалы времени для вычисления средних характеристик течения отмечены вертикальными пунктирными линиями на рисунке 4 и выбраны таким образом, чтобы КМЦ за время осреднения не меняла свою ориентацию. На рассматриваемом интервале времени средние значения определяются с точностью до 2%. Средние значения интенсивности вращения КМЦ для девяти одинаковых нагревателей и фрактального нагревателя имеют близкие значения и отличаются на 2,5%. В случае локализованного нагрева максимальное отличие составляет приблизительно 9%, что обусловлено качественно другой структурой течения.

Таблица 2. Интегральные характеристики конвективного течения для разных вариантов нагрева нижней границы полости

Интегральные характеристики течения	Варианты распределения нагреваемых областей			Однородный нагрев	
					
Наложённый перепад температуры ΔT , К	4,0	4,0	4,0	4,0	2,1
Число Релея Ra	$1,1 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$5,7 \cdot 10^8$
Средние значения интенсивности вращения $\langle L \rangle$, кг·м ² /с	$3,56 \cdot 10^{-3}$	$3,81 \cdot 10^{-3}$	$3,91 \cdot 10^{-3}$	–	–
Эффективный перепад температуры ΔT^* , К	2,0	2,1	2,1	–	–
Эффективное число Релея Ra^*	$5,4 \cdot 10^8$	$5,7 \cdot 10^8$	$6,0 \cdot 10^8$	–	–
Интегральное число Нуссельта Nu	36,0	35,7	37,8	74,6	59,3
Модифицированное число Нуссельта Nu^*	70,9	67,0	68,3	–	–
Мощность конвективного теплопотока P , Вт	22,4	22,2	23,2	44,7	18,6

Рисунок 6 содержит линии тока осредненного по времени поля скорости для устойчивого состояния КМЦ. Структура среднего течения сильно зависит от распределения температуры. Так, в случае девяти нагревателей и при фрактальном распределении нагрева среднее течение представляет собой вихрь, который занимает всю полость и имеет две зоны рециркуляции, расположенные в противоположных по диагонали углах. При локальном подогреве структура среднего течения существенно меняется и представляет собой несимметричное двухвихревое течение, ориентированное вдоль одной из диагоналей. Динамика КМЦ при локальном подогреве снизу имеет более сложный вид (см. Рис. 4а). Так, при $t > 6000$ с значения L_x и L_y монотонно уменьшаются. Такое поведение обусловлено качественной перестройкой течения. На рисунке 7 приведены мгновенные поля скорости в плоскости КМЦ в моменты времени $t_1 \sim 6000$ и $t_2 \sim 7000$ с. Из рисунка видно, что с течением времени в полости формируется несимметричное двухвихревое течение.

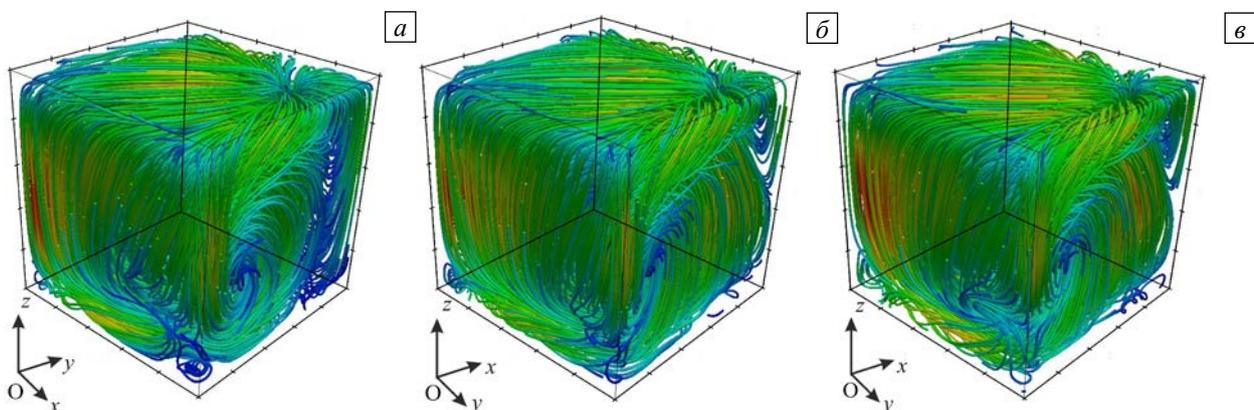


Рис. 6. Линии тока осредненного по времени поля скорости: локализованный подогрев снизу (а), девять нагревательных областей (б) и фрактальное распределение температуры (в)

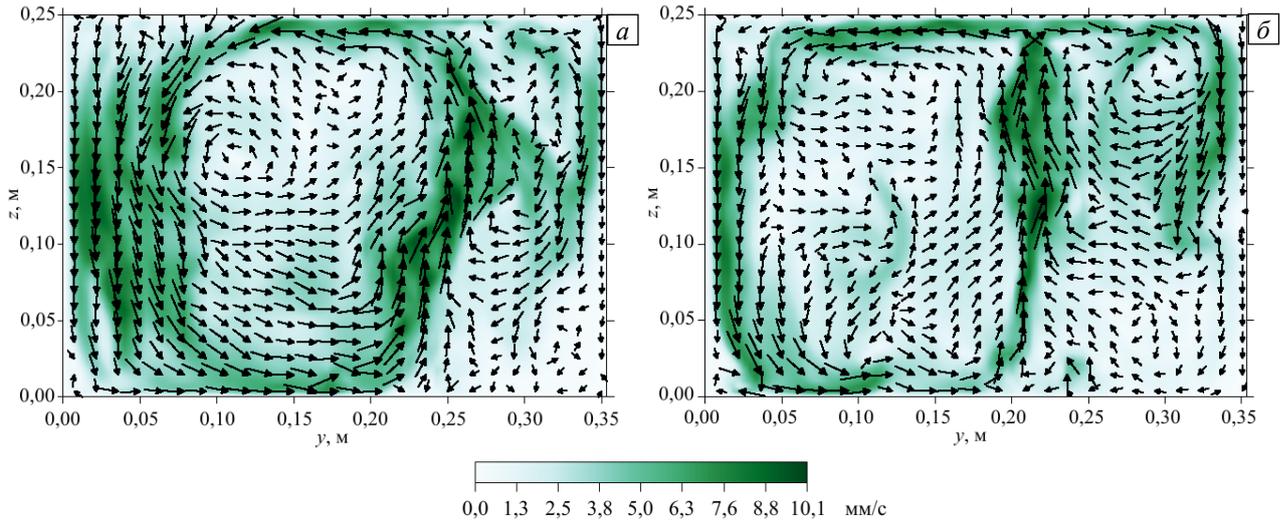


Рис. 7. Мгновенные поля скорости при локализованном подогреве снизу в плоскости КМЦ в различные моменты времени t , с: ~6000 (а) и 7000 (б)

Помимо динамики КМЦ, большой интерес представляет эффективность переноса тепла при неоднородном распределении температуры. Интегральная эффективность теплопередачи определяется числом Нуссельта:

$$Nu = 1 + \frac{L}{\chi_0 \Delta T} \langle u_z T \rangle_{V,t}, \quad (3)$$

где $\Delta T = T_b - T_t$ — разность температур между нижней и верхней границами, χ_0 — коэффициент теплопроводности, $\langle \rangle_{V,t}$ обозначает среднее значение по всему объему и по времени. Данное определение числа Нуссельта было введено для однородного распределения температуры на горизонтальных границах [21, 22]. В обсуждаемом здесь случае нижняя граница имеет неоднородное распределение температуры, поэтому также интерес представляет модифицированное число Нуссельта Nu^* , которое получается, если вместо разности температур в знаменателе формулы (3) использовать $\Delta T^* = \langle T|_{z=0} \rangle_{S,t} - T_t$, где S — поверхность в плоскости Oxy . В таблице 2 представлены значения числа Нуссельта Nu и Nu^* для трех вариантов неоднородного распределения температуры.

Результаты численного моделирования показали, что Nu^* слабо зависит от неоднородности температуры на нижней границе. Максимальное отличие составляет не более 5%. Неоднородное распределение температуры приводит к тому, что между нижней и верхней границами возникают перепады температуры, которые варьируются от 2 до 4 К. Таким образом, встает вопрос о корректности определения числа Рейля. Возможно использование эффективного числа Рейля, рассчитанного через эффективный перепад температуры. В качестве характерной температуры на нижней границе может быть выбрана средняя температура по поверхности. Эффективное число Рейля Ra^* , пересчитанное через среднюю температуру на нижней границе, также содержится в таблице 2.

Вызвало интерес сравнение значений числа Нуссельта, вычисленных при однородном и неоднородном распределении температуры. Для этого были выполнены дополнительные расчеты с однородным распределением температуры на горизонтальных границах при $Ra = 5,7 \cdot 10^8$ и $Ra = 1,1 \cdot 10^9$. Вычислительная сетка содержала такое же количество узлов, как и в случае неоднородного распределения, и сгущалась вблизи горизонтальных границ аналогичным образом. Меньшее значение числа Рейля является средним по трем эффективным Ra^* .

Сравнение результатов численного моделирования при однородном и неоднородном распределении температуры для $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ показало, что уменьшение площади нагрева на 70% приводит к снижению числа Нуссельта на 10%. В случае $Ra = 5,7 \cdot 10^8$ число Нуссельта увеличивается на 16%. Таким образом, можно заключить, что с сокращением площади нагрева при фиксированных температурах в области нагрева и охлаждения величина потока тепла падает непропорционально изменению площади. В рассматриваемом случае, когда площадь нагрева уменьшилась на 70%, поток тепла снизился приблизительно на 50%.

Зависимость мощности конвективного теплопотока, среднего по поверхности S , от высоты запишем в следующем виде:

$$P(z) = \rho C_p S \langle u_z T \rangle_{S,t}. \quad (4)$$

Если поля скорости и температуры разложить на средние по времени и пульсации: $u_z = \bar{u}_z + u'_z$ ($\bar{u}_z \equiv \langle u_z \rangle_t$), $T = \bar{T} + T'$ ($\bar{T} \equiv \langle T \rangle_t$), то в теплопотоке можно выделить две составляющие: $P = \tilde{P} + P'$, которые обусловлены средними и пульсирующими компонентами полей: $\tilde{P} = \rho c_p S \langle \bar{u}_z \bar{T} \rangle_S$ и $P' = \rho c_p S \langle u'_z T' \rangle_{S,t}$.

На рисунке 8 представлено изменение составляющих \tilde{P} и P' в случае различных нагревателей. Существенное отличие в характерах их изменения наблюдается в центральной части полости. При локализованном нагреве отношение \tilde{P}/P' составляет порядка 1, при девяти нагревателях — 1,8, а для фрактального распределения оно вырастает до 2,8. Таким образом, применение фрактального нагревателя, представляющего собой композицию из элементов различного размера, позволяет усилить теплопоток среднего поля, при этом общая эффективность теплопереноса не снижается.

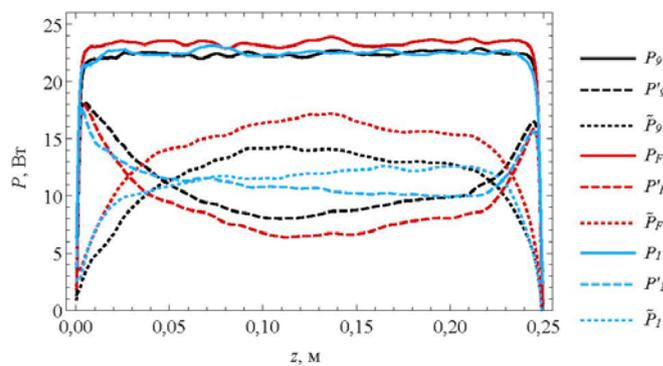


Рис. 8. Мощности конвективных потоков тепла P для трех видов распределений температуры, где индексами обозначено: l – локализованный подогрев, 9 – девять нагревательных областей, F – фрактальное распределение разномасштабных нагревателей, штрихом – составляющие потоков, определенные по пульсациям полей скорости и температуры, тильдой – по средним полям

4. Заключение

Выполнено численное моделирование конвективной турбулентности при неоднородном распределении областей нагрева на нижней грани кубической полости с помощью открытого программного обеспечения OpenFoam 4.1. Проведены расчеты для трех вариантов нагрева. Первый вариант моделировал одиночный локализованный источник тепла, второй — однородное распределение девяти нагревателей размером в 3 раза меньшим, чем в первом случае, в третьем варианте комбинировались элементы трех размеров с неоднородным пространственным распределением. При всех вариантах распределения источников площадь нагрева была одинаковой. Численное моделирование выполнено для числа Релея $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ и числа Прандтля $Pr = 6,4$.

Результаты численного моделирования показали, что во всех случаях неоднородного распределения температуры в полости формируется крупномасштабная циркуляция, динамика и структура которой зависят от расположения нагреваемых областей на нижней границе. Установлено, что пространственно-временная динамика КМЦ имеет сложный вид. Выявлены спонтанные переориентации плоскости КМЦ, которая может менять свое направление на угол $\pm 45^\circ$ или $\pm 90^\circ$. В течение длительного времени (~ 700 с) плоскость КМЦ может быть расположена параллельно одной из боковых граней кубической полости. Для случая с однородным распределением температуры на нижней границе продолжительное нахождение плоскости КМЦ в положении, параллельном одной из боковых граней, не наблюдалось.

Проведено сравнение интенсивности теплового потока через слой (полость) при фиксированном перепаде температуры на горизонтальных границах, которое продемонстрировало, что интенсивность теплообмена слабо зависит от распределения температуры на нижней границе. Максимальное отличие в значениях числа Нуссельта при трех вариантах неоднородного распределения температуры не превышает 5%. Анализ результатов численного моделирования при однородном и неоднородном распределении температуры для $Ra = 1,1 \cdot 10^9$ позволил сделать вывод, что уменьшение площади нагрева на 70% приводит к снижению числа Нуссельта на 10%. Обнаружено, что с уменьшением площади нагрева величина потока тепла падает непропорционально ее изменению при фиксированных температурах

в областях нагрева и охлаждения. В рассмотренном случае, когда площадь нагрева сократилась на 70%, поток тепла снизился только на 50%.

Установлено, что использование фрактального нагрева позволяет значительно снизить уровень пульсаций теплопотока без потери эффективности теплопереноса. Для практических приложений важную роль играет стабильность теплового потока, которая характеризуется отсутствием пульсаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-41-590406-р_урал_а). Расчеты проводились на вычислительном кластере «Тритон» в ИМСС УрО РАН (Пермь).

Литература

1. Геришун Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
2. Зимин В.Д., Фрик П.Г. Турбулентная конвекция. М.: Наука, 1988. 178 с.
3. Siggia E.D. High Rayleigh number convection // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1994. Vol. 26. P. 137-168. [DOI](#)
4. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large-scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Vol. 81. P. 503-537. [DOI](#)
5. Chilla F., Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Benard convection // *Eur. Phys. J. E.* 2012. Vol. 35. 58. [DOI](#)
6. Oztop H.F., Estelle P., Yan W.-M., Al-Salem K., Orfi J., Mahian O. A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids // *Int. Comm. Heat Mass Tran.* 2015. Vol. 60. P. 37-44. [DOI](#)
7. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Horizontal rolls over localized heat source in a cylindrical layer // *Phys. Nonlinear Phenom.* 2016. Vol. 316. P. 23-33. [DOI](#)
8. Miroshnichenko I., Sheremet M. Turbulent natural convection heat transfer in rectangular enclosures using experimental and numerical approaches: A review // *Renew. Sustain. Energ. Rev.* 2018. Vol. 82. P. 40-59. [DOI](#)
9. Castaing B., Gunaratne G., Heslot F., Kadanof L., Libchaber A., Thomae S., Wu X.-Z., Zaleski S., Zanetti G. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Benard convection // *J. Fluid Mech.* 1989. Vol. 204. P. 1-30. [DOI](#)
10. Ripesi P., Biferale L., Sbragaglia M., Wirth A. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low- and high-Rayleigh-number regimes // *J. Fluid Mech.* 2014. Vol. 742. P. 636-663. [DOI](#)
11. Bakhuis D., Ostilla-Monico R., van der Poel E.P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh-Benard convection // *J. Fluid Mech.* 2018. Vol. 835. P. 491-511. [DOI](#)
12. Titov V., Stepanov R. Heat transfer in the infinite layer with a fractal distribution of a heater // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering.* 2017. Vol. 208. 012039. [DOI](#)
13. Toppaladoddi S., Succi S., Wettlaufer J.S. Roughness as a route to the ultimate regime of the thermal convection // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 118. 074503. [DOI](#)
14. Большухин М.А., Васильев А.Ю., Будников А.В., Патрушев Д.Н., Романов Р.И., Свеишиков Д.Н., Сухановский А.Н., Фрик П.Г. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике // *Вычисл. мех. сплош. сред.* 2012. Т. 5, № 4. С. 469-480. (English version [DOI](#))
15. Vasiliev A., Sukhanovskii A., Frick P., Budnikov A., Fomichev V., Bolshukhin V., Romanov R. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2016. Vol. 102. P. 201-212. [DOI](#)
16. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment // *Mon. Weather Rev.* 1963. Vol. 39, no. 3. P. 99-164. [DOI](#)
17. Ковёр Серпинского [Электронный ресурс]: URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/> (дата обращения: 09.01.2019)
18. Vasiliev A., Frick P., Kumar A., Stepanov R., Sukhanovsky A., Verma M. Mechanism of reorientations of turbulent large-scale convective flow in a cubic cell. [Электронный ресурс]: URL: <https://arxiv.org/pdf/1805.06718.pdf> (дата обращения: 09.01.2019)
19. Bai K., Ji D., Brown E. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence // *Phys. Rev. E.* 2016. Vol. 93. 023117. [DOI](#)
20. Foroogani N., Niemala J.J., Armenio V., Sreenivasan K.R. Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube // *Phys. Rev. E.* 2017. Vol. 95. 033107. [DOI](#)
21. Johnston H., Doering C.R. Comparison of turbulent thermal convection between conditions of constant temperature and constant flux // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. 064501. [DOI](#)
22. Bailon-Cuba J., Emran M.S., Schumacher J. Aspect ratio dependence of heat transfer and large-scale flow in turbulent convection // *J. Fluid Mech.* 2010. Vol. 655. P. 152-173. [DOI](#)

References

1. Gershuni G.Z., Zhukhovitskiy E.M., Nepomnyashchii A.A. *Ustoychivost' konvektivnykh techeniy* [Stability of convective flows]. Moscow: Nauka, 1989. 320 p.
2. Zimin V.D., Frick P.G. *Turbulentnaya konveksiya* [Turbulent convection]. Moscow: Nauka, 1988. 178 p.
3. Siggia E.D. High Rayleigh number convection. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1994, vol. 26, pp. 137-168. [DOI](#)
4. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large-scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, vol. 81, pp. 503-537. [DOI](#)
5. Chilla F., Schumacher J. New perspectives in turbulent Rayleigh-Benard convection. *Eur. Phys. J. E*, 2012, vol. 35, 58. [DOI](#)
6. Oztop H.F., Estelle P., Yan W.-M., Al-Salem K., Orfi J., Mahian O. A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids. *Int. Comm. Heat Mass Tran.*, 2015, vol. 60, pp. 37-44. [DOI](#)
7. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Horizontal rolls over localized heat source in a cylindrical layer. *Phys. Nonlinear Phenom.*, 2016, vol. 316, pp. 23-33. [DOI](#)

8. Bakhuis D., Ostilla-Monico R., van der Poel E.P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh-Benard convection. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 835, pp. 491-511. [DOI](#)
9. Titov V., Stepanov R. Heat transfer in the infinite layer with a fractal distribution of a heater. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2017, vol. 208, 012039. [DOI](#)
10. Toppaladoddi S., Succi S., Wettlaufer J.S. Roughness as a route to the ultimate regime of the thermal convection. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 118, 074503. [DOI](#)
11. Bolshukhin M.A., Vasiliev A.Yu., Budnikov A.V., Patrushev D.N., Romanov R.I., Sveshnikov D.N., Sukhanovsky A.N., Frick P.G. Experimental benchmarking of CFD codes used in simulations of heat exchangers for nuclear-power applications. *Vychisl. mekh. splosh. sred – Computational Continuum Mechanics*, 2012, vol. 5, no. 4, pp. 469-480. [DOI](#)
12. Vasiliev A., Sukhanovskii A., Frick P., Budnikov A., Fomichev V., Bolshukhin V., Romanov R. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 2016, vol. 102, pp. 201-212. [DOI](#)
16. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 1963, vol. 39, no. 3, pp. 99-164. [DOI](#)
17. Sierpinski carpet [Electronic resource]: URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/> (accessed 9 January 2019)
18. Vasiliev A., Frick P., Kumar A., Stepanov R., Sukhanovsky A., Verma M. Mechanism of reorientations of turbulent large-scale convective flow in a cubic cell, available at [Electronic resource]: URL: <https://arxiv.org/pdf/1805.06718.pdf> (accessed 9 January 2019).
19. Bai K., Ji D., Brown E. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 93, 023117. [DOI](#)
20. Foroozani N., Niemala J.J., Armenio V., Sreenivasan K.R. Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube. *Phys. Rev. E*, 2017, vol. 95, 033107. [DOI](#)
21. Johnston H., Doering C.R. Comparison of turbulent thermal convection between conditions of constant temperature and constant flux. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 102, 064501. [DOI](#)
22. Bailon-Cuba J., Emran M.S., Schumacher J. Aspect ratio dependence of heat transfer and large-scale flow in turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, 2010, vol. 655, pp. 152-173. [DOI](#)

Поступила в редакцию 06.10.2018, после доработки 28.12.2018; принята к опубликованию 15.01.2019

Сведения об авторах

Васильев Андрей Юрьевич, кфмн, нс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, Пермь, ул. Академика Королева, д. 1; e-mail: vailiev.a@icmm.ru

Сухановский Андрей Николаевич, кфмн, снс, ИМСС УрО РАН; e-mail: san@icmm.ru

Степанов Родион Александрович, дфмн, внс, ИМСС УрО РАН; e-mail: rodion@icmm.ru