

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

RUSSIAN ACADEMY OF  
SCIENCES

ИНСТИТУТ

ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО  
РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

NUCLEAR  
SAFETY INSTITUTE

Препринт № IBRAE-95-09

Preprint IBRAE-95-09

А.Е. Аксенова, П.Н. Вабищевич, В.В. Чуданов

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ  
С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ  
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ  
ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ  
Часть II**

Москва  
1995

Moscow  
1995

УДК 536.24

Аксенова А.Е., Вабишев П.Н., Чуданов В.В. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ. Часть II. Препринт № IBRAE-95-09. Москва: Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 1995. 16 с.

#### Аннотация

В работе численно исследуется задача квазистационарной естественной конвекции тепло выделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах. Основной целью работы является исследование влияния различных режимов охлаждения на распределение тепловых потоков на границы полости.

В численных исследованиях применена новая эффективная методика для решения нестационарных задач гидродинамики с теплопроводностью, которая проверена на широком классе тестовых задач. Полученные численные результаты проверялись на достоверность с помощью серии численных расчетов на последовательности сгущающихся сеток.

Эти результаты могут быть использованы для построения упрощенных моделей поведения расплава топливосодержащих масс в различных системах удержания.

©ИБРАЭ РАН, 1995

Aksenova A.E., Vabishchevich P.N., Chudanov V.V. NUMERICAL INVESTIGATION OF A HEAT-GENERATING FLUID WITH REGARD TO SOLIDIFICATION FOR DIFFERENT COOLING REGIMES ON THE BOUNDARIES. Part II. (in Russian). Preprint IBRAE-95-09. Moscow: Nuclear Safety Institute, 1995. 16 p.

#### Abstract

The quasisteady natural convection of a heat-generating fluid with regard to solidification for the different cooling regimes on the boundaries is investigated numerically in present work. The main goal of this paper is investigation of different cooling regimes influence on the distribution of heat flux on the cavity boundaries.

To solve unsteady problems of hydrodynamics with heat conductivity, new efficient numerical method, inspected at the wide set of test problem, was employed. The obtained numerical results were verified on reability via conducting of calculations on the sequence of the fine grids.

These results may be used for construction of simplified models describing the behaviour of a molten heat-generating masses (corium) in different retention system (core catcher).

©Nuclear Safety Institute, 1995

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ГРАНИЦАХ Часть II

*Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В.*

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

113191 Москва, ул. Б.Тулльская, 52

тел.: (095) 952-24-21, факс: (095) 230-20-29, эл. почта: pbl@ibrae.msk.su

## 1 Введение

Представленная работа является продолжением параметрических численных исследований конвективного теплообмена тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями начатых в работах [1, 2, 3, 4]. В работе [1] были рассмотрены особенности конвективного теплообмена тепловыделяющей жидкости для случая квадратной полости с изотермическими граничными условиями на всех границах [1]. Затем последовательно исследовалось влияние аспектного отношения и возможной стратификации находящегося в полости вещества на распределение тепловых нагрузок на границы полости [2], а также проводилась оценка локализации максимальных тепловых нагрузок на боковой поверхности [3]. Продолжение этих исследований нашло свое отражение в работе [4], где основное внимание было уделено исследованию влияния различных режимов охлаждения на верхней границе на основные безразмерные параметры задачи естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями.

В этой работе было продолжено исследование естественной конвекции тепловыделяющей жидкости при различных режимах охлаждения на границах. Однако в отличие от предыдущей работы [4], где задача решалась в полости квадратного сечения с различными режимами охлаждения верхней границы и изотермическими остальными поверхностями, в этой работе вместе с условиями на верхней границе варьировались также и граничные условия на боковых и нижней стенках полости.

Важность подобного исследования обусловлена необходимостью предсказания поведения расплава топливосодержащих масс (кориума) для различных сценариев гипотетических тяжелых аварий на атомных станциях [5] - [8]. В ходе такой аварии, с разрушением и плавлением активной зоны реактора, возможно формирование достаточно больших объемов расплава кориума или, другими словами, 'molten pool', приводящего к разрушению корпуса реактора. Замедление процесса разрушения и/или его полное приостановление и удержание расплава внутри корпуса может быть достигнуто с помощью соответствующего режима охлаждения расплавленной области. В свою очередь, выбор режима охлаждения во многом зависит от того на какой стадии развития аварии (ранней или поздней) формируется расплавленная область и от места формирования последней в реакторе. Так, формирование расплава кориума может происходить на ранней стадии протекания тяжелой аварии, непосредственно внутри активной зоны реактора при наличии водяного охлаждения и отводе тепла с верхней границы 'molten pool', как было в случае аварии на ТМІ-2 [9]. Возможно также образование 'molten pool' на поздней стадии разрушения активной зоны, в нижней части корпуса реактора после стекания туда расплава при условии достаточно эффективного внешнего охлаждения на

корпусе реактора и утоньшении стенок корпуса за счет плавления или/и их химического растворения. В обоих случаях условия на верхней границе расплавленной области отличаются большим разнообразием начиная с условия практически полного теплового равновесия с окружающими конструкциями и заканчивая условием идеального теплосъема в случае залива водой сверху. Условия теплосъема на боковых поверхностях и дне ‘molten pool’ могут характеризоваться большими числами Био, что близко к условиям изотермического охлаждения указанных поверхностей.

Подтверждением вышесказанного может служить авария на ТМ1-2 [9], когда для предотвращения разогрева активной зоны был осуществлен повторный залив водой, в результате чего происходило достаточно эффективное охлаждение боковых поверхностей расплавленной области и образование корок. На верхней границе расплавленного кориума, предположительно, вода отсутствовала или же верхняя граница указанной области находилась при менее эффективном режиме охлаждения, чем боковые поверхности ‘molten pool’. И вероятно, указанное различие в режимах охлаждения верхней и боковой поверхностей ‘molten pool’ могло оказывать определенное влияние на поведение расплава тепловыделяющего кориума и образование топливных корок и приводить к изменению привычной картины распределения тепловых потоков. Поэтому, можно было ожидать значительного влияния таких параметров как число Био и число Остроградского на основные теплофизические характеристики расплава тепловыделяющего кориума. В связи с вышесказанным необходимо более подробное исследование влияние различных режимов охлаждения на механизм теплопередачи в тепловыделяющем кориуме с учетом возможного затвердевания последнего.

Оценка диапазона изменения числа Био, с помощью которого моделируются режимы охлаждения на границах, для верхней границы расплавленной области дает значения нижнего и верхнего пределов 30 и 600, соответственно. Так, при характерном размере  $L \approx 2 \cdot 10^2$  см и коэффициенте теплопроводности  $\kappa_{ox} \approx 3 \cdot 10^{-2}$  Вт/(см · К) из соотношений

$$h \sim \sigma u^3, \quad \sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К});$$

$$\text{Bi}_{up} = \frac{h L}{\kappa_{ox}}$$

для различных температурных режимов на поверхности расплавленной области мы будем иметь следующие значения числа Био на верхней границе:

для $u$ , К	$\text{Bi}_{up}$
1000	$\approx 40$
2000	$\approx 300$
2500	$\approx 600$

На боковой поверхности расплавленной области условия теплосъема в основном определяются толщиной стенок корпуса реактора. Учитывая вышесказанное, можно переписать выражение для числа Био на боковой поверхности через коэффициент теплоотдачи корпуса  $h_{met} = h = \kappa_{met}/b_{met}$ . В этом случае для безразмерного параметра  $\text{Bi}_{sd}$  мы будем иметь соотношение вида

$$\text{Bi}_{sd} = \frac{\kappa_{met}}{\kappa_{ox}} \frac{L}{b_{met}}. \quad (1)$$

Полученное выражение (1) для разных толщин металлических стенок корпуса и при условии, что отношение коэффициентов теплопроводности  $\kappa_{met}/\kappa_{ox}$  равняется 15, дает нам следующие характерные значения числа Био на боковой поверхности расплавленной области:

толщина стенки корпуса $b_{met}$ , см	$\text{Bi}_{sd}$
min = 5	$\approx 600$
max = 30	$\approx 100$

Диапазон изменения числа Био:  $100 \leq \text{Bi}_{sd} \leq 600$ , позволит учесть различные режимы охлаждения боковой поверхности ‘molten pool’. Таким образом, проводя исследование конвективного теплообмена тепловыделяющей жидкости при числах Био  $\text{Bi}_{up} = 30, 100$  и  $\text{Bi}_{sd} = 30, 100, 300$  мы получим оценки для большинства наиболее вероятных режимов охлаждения ‘molten pool’.

В численных расчетах применен достаточно эффективный математический алгоритм для решения нестационарных задач гидродинамики и теплопроводности. Он позволяет провести большое количество параметрических численных расчетов для создания адекватной базы данных основных тепловых характеристик в зависимости от безразмерных параметров (Ra, Os, Bi). Поскольку для рассматриваемой проблемы зависимость основных тепловых характеристик от числа Прандтля и аспектного отношения является менее значимой в сравнении с остальными параметрами, значения Pr и Asp принимаются равными единице.

Полученные результаты представлены в виде графиков.

## 2 Математическая формулировка задачи

Рассматривается двумерная задача естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями в полости квадратного сечения с граничными условиями третьего рода.

Пусть  $\Omega = \{x | x = (x_1, x_2), 0 < x_\alpha < 1, \alpha = 1, 2\}$  — область, в которой будем искать решение поставленной задачи. Введем следующее обозначение для границы фазового перехода  $S(t)$ :

$$S(t) = \{x | x \in \Omega, u(x, t) = u_\ell\},$$

где  $u_\ell$  — температура фазового перехода. Последняя разбивает область  $\Omega$  на две подобласти. Определим область, содержащую жидкую фазу вещества как  $D(t) = \{x | x \in \Omega, u(x, t) > u_\ell\}$ , а область, содержащую твердую фазу вещества —  $D_0 = \Omega \setminus D$ . Задачу будем рассматривать в нестационарной постановке.

Для описания процессов тепло- и массопереноса в тепловыделяющей жидкости с однородным объемным источником тепла, с учетом фазовых превращений, используются нестационарные уравнения Навье-Стокса в приближении Буссинеска совместно с уравнением для температуры:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} \mathbf{v} + \operatorname{grad} p - \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} \mathbf{v} - \beta g e u = 0, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T, \quad (3)$$

$$\left( c(u) + \lambda \delta(u - u_\ell) \right) \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} u \right) - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left( k(u) \frac{\partial u}{\partial x_\alpha} \right) = q, \quad (4)$$

$$x \in \Omega, \quad 0 < t \leq T.$$

Без ограничения общности будем рассматривать случай постоянных коэффициентов теплоемкости и теплопроводности в твердой и жидкой фазах, неменяющихся при фазовом превращении.

Рассматриваемая область течения представляет собой замкнутую полость с неподвижными твердыми стенками, поэтому на границах полости  $\partial D$  задаются условия прилипания и непротекания вида:

$$\mathbf{v}(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T. \quad (5)$$

В качестве тепловых условий выбраны граничные условия третьего рода, что позволяет моделировать различные режимы охлаждения границ полости:

$$k(u) \frac{\partial u}{\partial n} + h(u - u_w) = 0, \quad x = (x_1, x_2), \quad 0 < x_\alpha < 1, \quad \alpha = 1, 2, \quad (6)$$

где  $n$  — внешняя нормаль.

В силу того, что в начальный момент времени жидкость покоится и имеет равновесную температуру, начальное условие для скорости имеет вид

$$\mathbf{v}(x, 0) = 0, \quad x \in D, \quad (7)$$

а начальное условие для температуры определяется соотношением

$$u(x, 0) = 0, \quad x \in \Omega. \quad (8)$$

Поскольку первоначально вся область представляет собой жидкую фазу вещества, то  $D(0) = \Omega$ .

Таким образом, соотношения (2)–(8) полностью описывают свободную конвекцию тепло-выделяющей жидкости с учетом фазовых превращений в области  $\Omega$  на любой момент времени  $t > 0$ . Численное исследование вышеназванной задачи проводится в безразмерной постановке с помощью вычислительного алгоритма, использующего переменные “функция тока, вихрь скорости, температура”. Компоненты скорости определяются через функцию тока  $\psi(x, t)$  как:

$$v_1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_2}, \quad v_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1}, \quad (9)$$

поэтому условие несжимаемости (3) всегда выполнено. Для вихря скорости имеем соотношение

$$w = \frac{\partial v_2}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_2}. \quad (10)$$

Учитывая соотношения (9),(10) из уравнения движения (2) для вихря скорости получим следующее выражение в безразмерных переменных

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)w - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x_\alpha^2} - \frac{\text{Ra}_q}{\text{Pr}} \frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (11)$$

$$x \in D, \quad 0 < t \leq T$$

с модифицированным числом Релея, получаемым по мощности теплового источника  $q$ . Уравнение (11) может быть переписано через безразмерное число Остроградского в виде

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)w - \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x_\alpha^2} - \frac{\text{Ra}_u \text{Os}}{\text{Pr}} \frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (12)$$

где использовано число Релея, определяемое по характерному перепаду температур

$$\text{Ra}_u = \frac{\beta g (u_\ell - u_w) l^3}{a \nu}$$

и число Остроградского определяется с помощью соотношения

$$\text{Os} = \frac{q l^2}{k(u_\ell - u_w)}.$$

Здесь и далее будем использовать для безразмерных переменных те же обозначения что и для точных величин. Заметим, что везде далее по тексту под числом Релея  $\text{Ra}$  мы будем понимать модифицированное число Релея, получаемое по мощности теплового источника  $q$ ,  $\text{Ra}_q = \frac{\beta g q l^5}{a \nu k}$ .

Из уравнения несжимаемости (3) будем иметь уравнение Пуассона для функции тока

$$-\sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\alpha^2} = w, \quad x \in D, \quad 0 < t \leq T. \quad (13)$$

Уравнение энергии (4) в безразмерных переменных переписется в виде

$$\left(1 + \text{Ste} \chi_{s\ell}\right) \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)u\right) - \frac{1}{\text{Pr}} \left(\sum_{\alpha=1}^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x_\alpha^2} + 1\right) = 0, \quad (14)$$

$$x \in \Omega, \quad 0 < t \leq T,$$

где число Стефана определяется из соотношения  $\text{Ste} = \lambda/(c \cdot (u_s - u_\ell))$ , где

$$\chi_{s\ell} = \begin{cases} 1, & u \in (u_s, u_\ell), \\ 0, & u \notin (u_s, u_\ell), \end{cases}$$

а  $u_s$  — температура солидус.

Обезразмеривание здесь проведено по высоте полости  $l$ , коэффициенту кинематической вязкости  $\nu$  и величине  $ql^2/k$ , пропорциональной перепаду температуры.

Система уравнений (12)–(14) дополняется граничными и начальными условиями, вытекающими из (5)–(8). Условия прилипания и непротекания (5) на границе единичного квадрата  $\Omega$  дают соотношения

$$\psi(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial n}(x, t) = 0, \quad x \in \partial D, \quad 0 < t \leq T. \quad (16)$$

Из условия (7) имеем

$$\psi(x, 0) = 0, \quad x \in D. \quad (17)$$

Граничные условия конвективного теплообмена (третьего рода) в безразмерных переменных имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial n} + \text{Bi} u = 0, \quad 0 < x_\alpha < 1, \quad \alpha = 1, 2. \quad (18)$$

Начальное условие для температуры остается без изменений.

### 3 Метод решения

Для нахождения приближенного решения задачи приближенного решения задачи (12)–(18) с расчетом поля течения в изменяющейся области  $D(t)$  используется вариант метода фиктивных областей с продолжением по младшим коэффициентам [10]. Реализация разностной схемы расщепления [11] основана на решении сеточных эллиптических задач на каждом шаге по времени. Подобный подход хорошо зарекомендовал себя при решении задач свободной конвекции тепловыделяющей жидкости, что подтверждает совпадение полученных результатов с экспериментальным [6, 12] и численно-экспериментальным [13, 14] исследованиями для различных граничных условий и геометрий расчетной области. Результаты тестирования вычислительного алгоритма для задачи свободной конвекции тепловыделяющей жидкости опубликованы в работах [15, 16]. Кроме того, некоторые из результатов, касающиеся исследования периодической естественной конвекции в замкнутой полости прямоугольного сечения, представлены в статье [17].

### 4 Результаты численного моделирования

Численное исследование влияния различных режимов охлаждения верхней и боковой поверхностей полости квадратного сечения на основные параметры задачи естественной конвекции тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания было проведено в следующем диапазоне безразмерных параметров:  $10^{10} \leq \text{Ra} \leq 10^{12}$ ,  $40 \leq \text{Os} \leq 1000$ ,  $\text{Bi}_{up} = 30, 100$ ,  $\text{Bi}_{sd} = 30, 100, 300$ ,  $\text{Bi}_{dn} = 30, 100, 300$ ,  $\text{Ste} = 0$ ,  $\text{Pr} = 1$ . Расчеты проводились на Sun 4/80 (Sparc Station 10) методом установления, до достижения квазистационарного решения. Вычисления прерывались при одновременном выполнении следующих условия: производная по времени от средней в объеме температуры в норме  $L_2$  осциллирует вблизи нуля; суммарное тепловыделение на боковые, верхнюю и нижнюю грани осциллирует вблизи единицы (в квадратной камере суммарное тепловыделение равно единице).

Основное внимание уделялось таким характеристикам, как: объем жидкой фазы, средним тепловым потокам на верхнюю, боковую и нижнюю поверхности полости, температуре жидкой фазы и средним значениям чисел Нуссельта на соответствующие поверхности.

Поскольку в процессе достижения квазистационарного решения исследуемые параметры осциллировали вблизи своих средних значений, проводилось осреднение вычисляемых величины по достаточно большой выборке временных результатов.

Достоверность получаемых результатов проверялась путем проведения расчетов на последовательности сгущающихся сеток и сопоставлении получаемых решений на неизменяемость в рассматриваемом диапазоне параметров. Результаты проверки на последовательности сгущающихся сеток и тестирование используемой методики представлены в [1].

Полученные результаты представлены в виде графиков. На каждом из приводимых ниже рисунков будут показаны два семейства кривых. Первое семейство соответствует режиму охлаждения верхней границы  $Bi_{up} = 30$  и различным режимам охлаждения боковой и нижней поверхностей полости, а именно числам Био  $Bi_{sd} = 30, 100, 300$ . Второе семейство соответствует режиму охлаждения верхней границы  $Bi_{up} = 100$  при тех же, что и для первого семейства, значениях числа Био на боковой и нижней поверхностях.

На рис.1 представлено изменение объема жидкой фазы в зависимости от числа Остроградского для фиксированного значения числа Рейля, равного  $10^{11}$ . Помимо вышеупомянутых семейств на рисунке 1 представлен график изменения объема жидкой фазы в случае изотермического охлаждения всех граней полости. Как показывают результаты расчетов, в диапазоне чисел Остроградского меньше 100, наблюдается тенденция к резкому сокращению доли жидкости в рассматриваемой области, и, следовательно, возрастает объем твердой фазы (корок). С увеличением числа Остроградского (выше 100) различие в долях твердой фазы при различных режимах охлаждения боковой поверхности начинает исчезать, в силу конвективного характера режима теплопередачи в указанном диапазоне изменения  $Os$  и наличия в полости значительных объемов жидкой фазы. С увеличении параметра  $Bi_{sd}$  наблюдается увеличение объемов твердой фазы в полости и кривые начинают монотонно стремиться к предельному случаю, соответствующему изотермическому охлаждению всех поверхностей. Однако необходимо отметить, что несмотря на увеличением объема твердой фазы с ростом параметра  $Bi_{sd}$  темпы роста твердой фазы с увеличением значения  $Bi_{sd}$  замедляются. Так, например, для  $Os = 100$  в случае изменения режима охлаждения  $Bi_{sd} = 30$  на режим  $Bi_{sd} = 100$  доля твердой фазы увеличивается на 10%, при переходе от режима охлаждения  $Bi_{sd} = 100$  к режиму  $Bi_{sd} = 300$  объем твердой фазы возрастает лишь на 5%, а при дальнейшем увеличении  $Bi_{sd}$  ( $Bi_{sd} = \infty$ ), что соответствует изотермическому охлаждению боковой поверхности полости объем твердой фазы увеличится только на 2%.

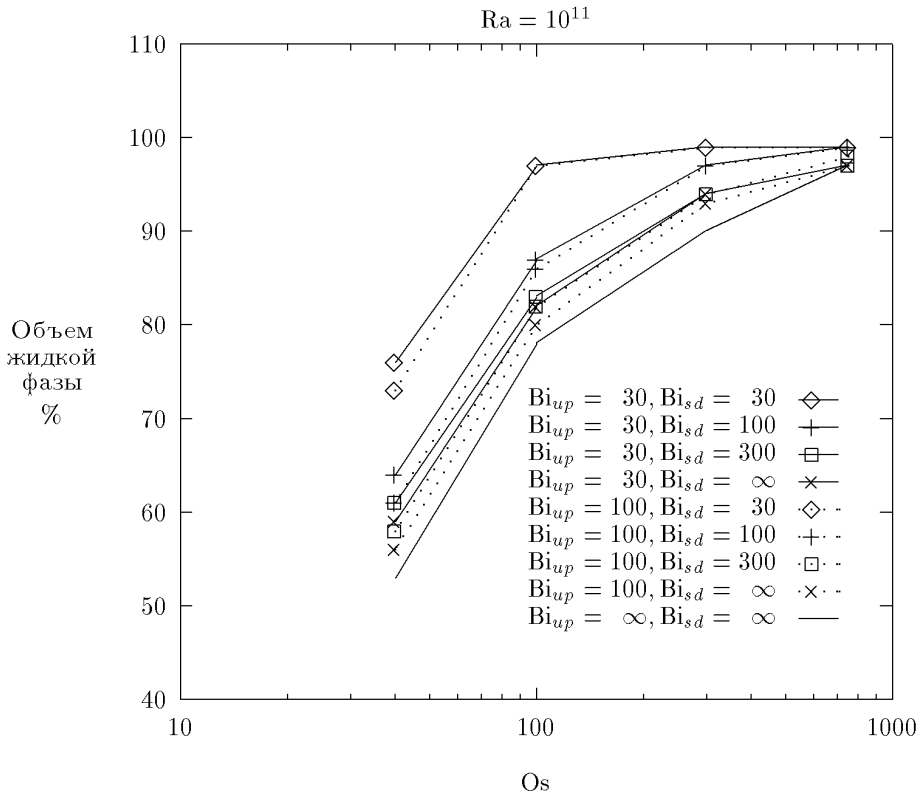


Рис. 1: Объем жидкой фазы в процентах

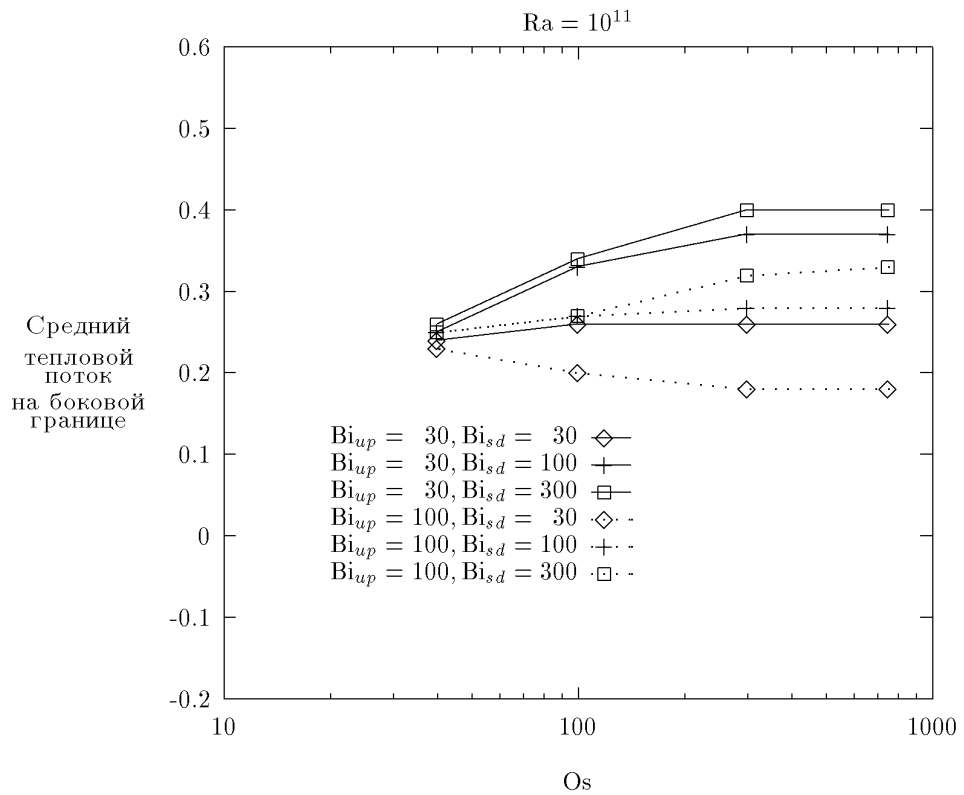
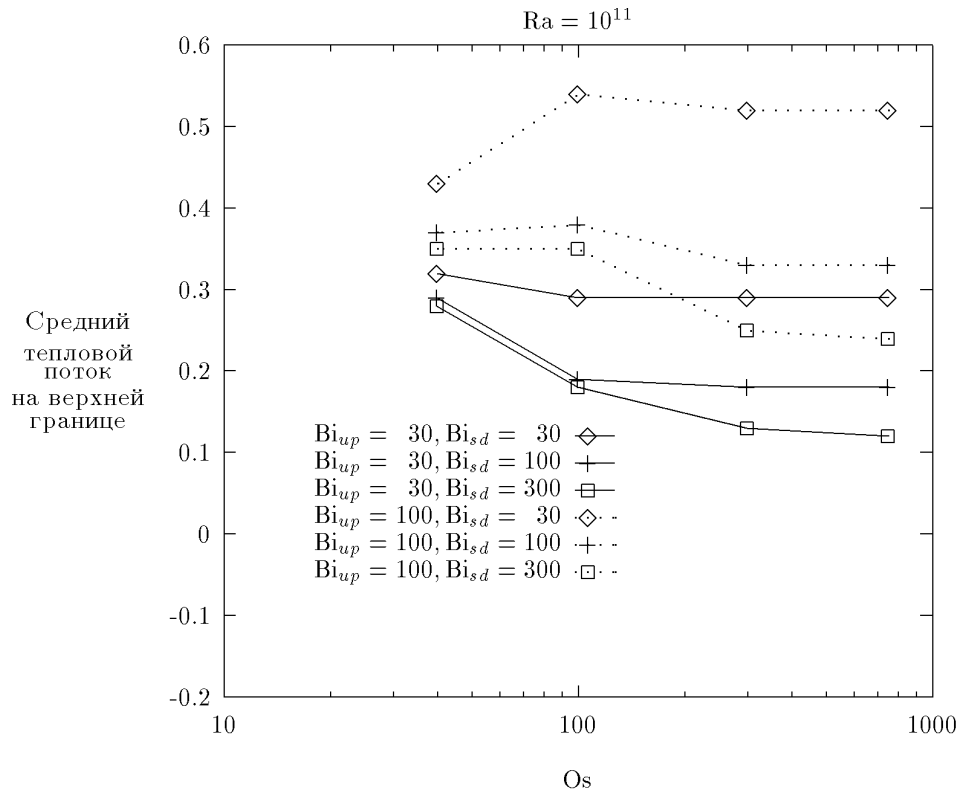


На рис.2–4 показано изменение средних тепловых потоков приходящихся на границы рассматриваемой полости для случая  $Ra = 10^{11}$ . Рисунок 2 демонстрирует изменение доли теплового потока на верхней поверхности. Как видно из рисунка 2, с уменьшением значения числа Остроградского наблюдается стремление кривых к значению 0.25 для совпадающих режимов охлаждения верхней и боковых поверхностей полости, что соответствует предельному кондуктивному режиму теплопередачи. При числах Остроградского выше 300 наблюдается тенденция кривых к выполаживанию, что объясняется увеличением объемов жидкой фазы в полости и преобладанием в ней конвективного режима теплопередачи. С увеличением числа Остроградского и возрастанием величины параметра  $Bi_{sd}$  доля среднего теплового потока, приходящегося на верхнюю границу полости сокращается. А при изменении значения параметра  $Bi_{up}$  на верхней границе от 30 до 100 различие в долях среднего теплового потока увеличивается.

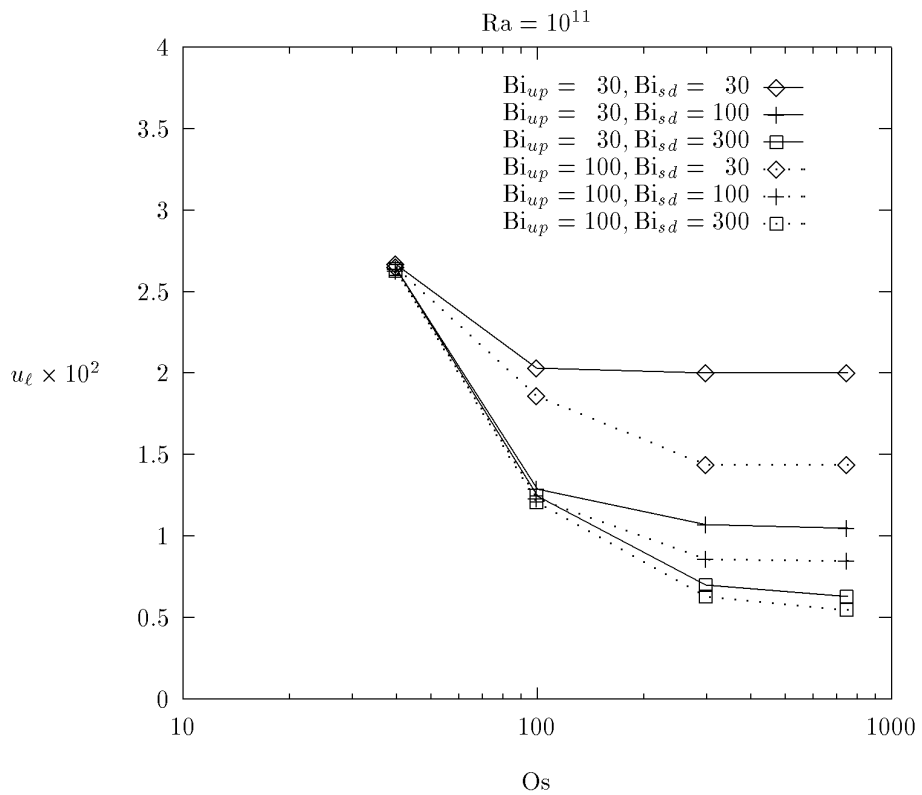
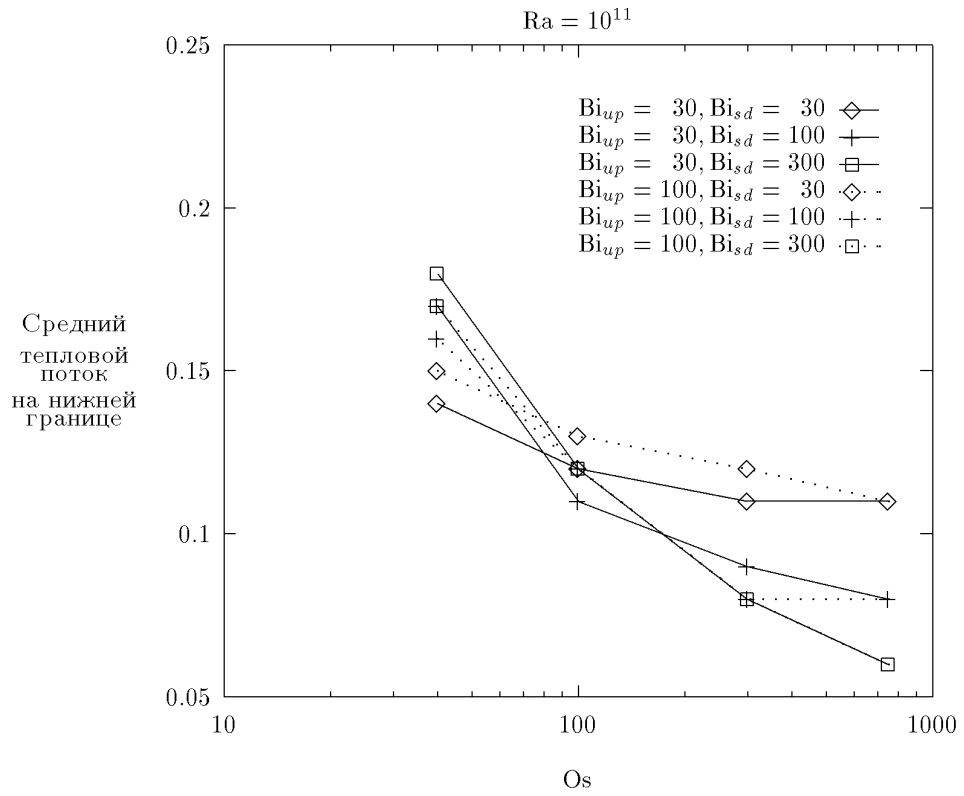
На рис.3 показано изменение среднего теплового потока на боковой поверхности. Так же как и в предыдущем случае, при совпадающих режимах охлаждения поверхностей полости наблюдается стремление кривых к значению 0.25 с уменьшением значения числа Остроградского. С продвижением по диапазону изменения числа Остроградского в сторону увеличения  $Os$  и с ростом параметра  $Bi_{sd}$  доля среднего теплового потока, приходящегося на боковую поверхность полости, увеличивается. А в диапазоне чисел Остроградского выше 300 наблюдается стремление кривых к выполаживанию, что связано с преобладанием жидкой фазы в полости и конвективным характером режима теплопередачи в ней. С возрастанием параметра  $Bi_{up}$  при совпадающих значениях  $Bi_{sd}$  доля среднего теплового потока, приходящаяся на боковую поверхность рассматриваемой области уменьшается.

Изменение доли среднего теплового потока на нижней границе полости показано на рисунке 4. Увеличение значения параметра  $Bi_{sd}$  приводит к снижению доли среднего теплового потока, приходящегося на нижнюю поверхность полости. Так, например, для случая  $Os = 750$  при изменении режима охлаждения боковой поверхности полости с  $Bi_{sd} = 30$  на  $Bi_{sd} = 300$  наблюдается практически двукратное сокращение доли теплового потока приходящегося на нижнюю границу полости. С уменьшением числа Остроградского наблюдается стремление доли среднего теплового потока к величине 0.25 для одинаковых режимов охлаждения всех поверхностей. С увеличением числа Остроградского наблюдается расхождение кривых и стремление их к выполаживанию. Влияние параметра  $Bi_{up}$  на распределение средних тепловых потоков на нижней границе полости незначительно. Тем не менее необходимо отметить тот факт, что в диапазоне чисел Остроградского от 60–200 наблюдается пересечение кривых соответствующих различным режимам охлаждения боковой поверхности, и точка пересечения кривых сдвигается влево с увеличением параметра  $Bi_{up}$ . Так, для семейства кривых с  $Bi_{up} = 30$  для числа Остроградского равного 100 мы можем говорить о совпадении средних тепловых потоков, приходящихся на нижнюю границу полости независимо от режимов охлаждения боковой поверхности. Подобные тенденции в поведении кривых характерны и для второго семейства с  $Bi_{up} = 100$ , для которого совпадение средних тепловых потоков, приходящихся на нижнюю границу полости наблюдается при  $Os = 60$ . Дальнейшее расхождение кривых от точки пересечения с увеличением или уменьшением значений числа Остроградского связано с увеличением и сокращением, соответственно, объемов жидкой фазы в полости.

На рисунке 5 представлено изменение температуры жидкой фазы в зависимости от числа Остроградского. С ростом числа Остроградского кривые начинают расходиться и одновременно наблюдается тенденция к выполаживанию, причем граница начала полого участка сдвигается вправо с увеличением параметра  $Bi_{sd}$ . С возрастанием величины  $Bi_{sd}$  и ростом числа Остроградского наблюдается уменьшение температуры жидкой фазы в каждом из семейств. Увеличение значения параметра  $Bi_{up}$  приводит к дальнейшему уменьшению температуры жидкой фазы при совпадающих значениях  $Bi_{sd}$ . С уменьшением параметра  $Bi_{sd}$  увеличивается расхождение в значениях температуры жидкой фазы для двух различных семейств. Так, в случае режима охлаждения боковой поверхности  $Bi_{sd} = 30$  температура жидкой фазы при  $Bi_{up} = 30$  в  $\approx 1.4$  раза (13%) превышает ее значение для режима охлаждения верхней границы  $Bi_{up} = 100$  ( $Os \geq 300$ ), а при режиме охлаждения боковой поверхности  $Bi_{sd} = 300$  одно значение превышает другое примерно в 1.1 раза (около 2%).



**Рис. 2, 3:** Средний тепловой поток на верхней (верх) и боковой границах



**Рис. 4, 5:** Средний тепловой поток на нижней границе (верх) и изменение температуры жидкой фазы  $u_\ell$

Рисунок 6 демонстрирует изменение температуры жидкой фазы по отношению к безразмерной температуре фазового перехода,  $u_\ell/Os^{-1}$ . С продвижением по диапазону изменения числа Остроградского в сторону уменьшения  $Os$  наблюдается тенденция кривых к сгущению. Такое поведение кривых объясняется увеличением доли твердой фазы с уменьшением значения числа Остроградского. С увеличением параметра  $Bi_{sd}$  значение величины  $u_\ell/Os^{-1}$  уменьшается. Так, в диапазоне чисел Остроградского выше 100 при переходе от режима охлаждения боковой поверхности  $Bi_{sd} = 30$  к режиму  $Bi_{sd} = 300$  значение исследуемой величины уменьшается от 1.5 до 3 раз. Для одинаковых режимов охлаждения боковой поверхности и разных числах Био на верхней границе с уменьшением параметра  $Bi_{sd}$  увеличивается различие в значениях исследуемой величины. Так при  $Bi_{sd} = 30$  и  $Os \geq 300$  величина  $u_\ell/Os^{-1}$  для первого семейства кривых ( $Bi_{up} = 30$ ) в 1.4 раза ( $\approx 22\%$ ) превышает значение соответствующее второму режиму охлаждения верхней границы ( $Bi_{up} = 100$ ), а для случая  $Bi_{sd} = 300$  одна величина превосходит другую лишь в 1.1 раза ( $\approx 4\%$ ).

На рисунках 7–9 представлено распределение средних чисел Нуссельта на верхнюю, боковую и нижнюю поверхности рассматриваемой области. Рисунок 7 демонстрирует распределение числа Нуссельта на верхней поверхности. С увеличением числа Остроградского и возрастанием параметра  $Bi_{sd}$  значение числа Нуссельта на верхней границе увеличивается. Значения числа Нуссельта на верхней границе для всех режимов охлаждения боковых поверхностей в случае  $Bi_{up} = 100$  примерно в 3.3 раза превосходят значения числа Нуссельта для режима охлаждения верхней границы  $Bi_{up} = 30$ . С увеличением числа Остроградского наблюдается тенденция кривых  $Nu_{up}(Os)$  к выполаживанию, причем начало пологого участка смещается вправо в диапазоне чисел Остроградского с ростом числа  $Bi_{sd}$ .

На рис.8 показано распределение средних значений числа Нуссельта на боковой поверхности полости квадратного сечения. При малых значениях  $Bi_{sd}$  изменение средних тепловых потоков, приходящихся на боковую поверхность не зависит от  $Bi_{up}$ . С увеличением же величины  $Bi_{sd}$  наблюдается расхождение кривых  $Nu_{sd}(Os)$  первого и второго семейств. Однако с ростом числа Остроградского кривые соответствующие одинаковым режимам охлаждения боковой поверхности сближаются. Причем начало участка совпадения  $Nu_{sd}$  смещается вправо с ростом числа Остроградского не зависимо от режима охлаждения верхней границы. Так в случае режима охлаждения боковой поверхности  $Bi_{sd} = 100$  участок совпадающих значений для первого и второго семейства кривых начинается в диапазоне чисел Остроградского выше 300, а при увеличении значения  $Bi_{sd}$  до 300 начало участка смещается в диапазон чисел Остроградского  $Os \geq 750$ .

Что касается влияния различных режимов охлаждения верхней и боковой поверхностей полости на распределение средних чисел Нуссельта на нижней грани полости квадратного сечения, то оно является незначительным (см рис.9). С увеличением  $Bi_{sd}$  значения  $Nu_{dn}$  незначительно увеличиваются. Так при переходе от одного режима охлаждения к другому разница в значениях средних чисел Нуссельта не превышает 3-5% независимо от режима охлаждения на верхней границе. Но все же необходимо отметить, что при режиме охлаждения верхней границы  $Bi_{up} = 100$  значения средних чисел Нуссельта несколько выше, чем для случая  $Bi_{up} = 30$ .

## Заключение

В результате численного исследования тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах можно заключить следующее:

- варьирование режимов охлаждения боковой и нижней поверхностей существенным образом влияет на основные характеристики конвективного теплообмена тепловыделяющей жидкости с фазовыми превращениями, и в частности, на распределение тепловых потоков приходящихся на различные границы полости;
- полученные зависимости распределения чисел Нуссельта на различные поверхности рассматриваемой полости могут быть в дальнейшем использованы для уточнения простейших моделей удержания расплава кориума в корпусе реактора.

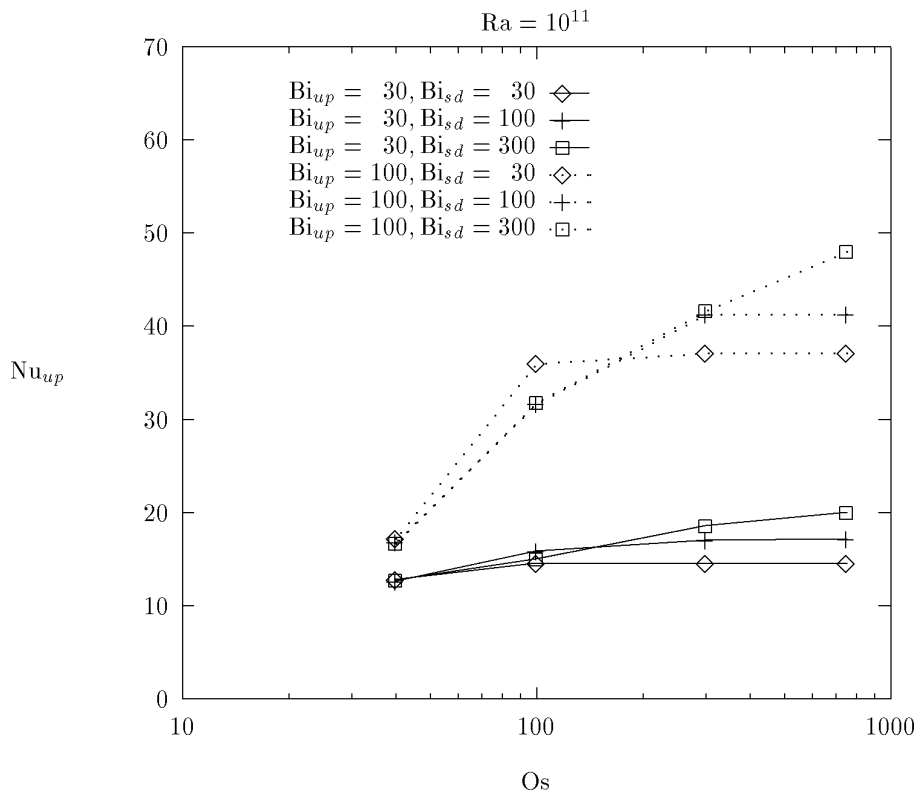
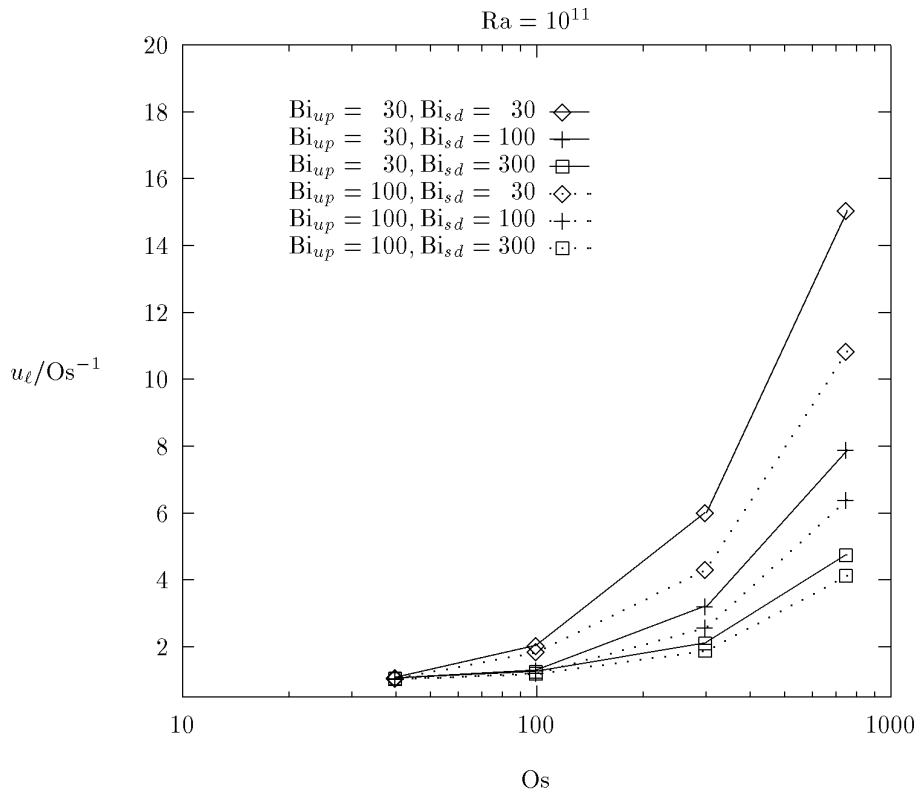


Рис. 6, 7: Изменение величины  $u_l/Os^{-1}$  (верх) и распределение среднего значения числа Нуссельта на верхней границе

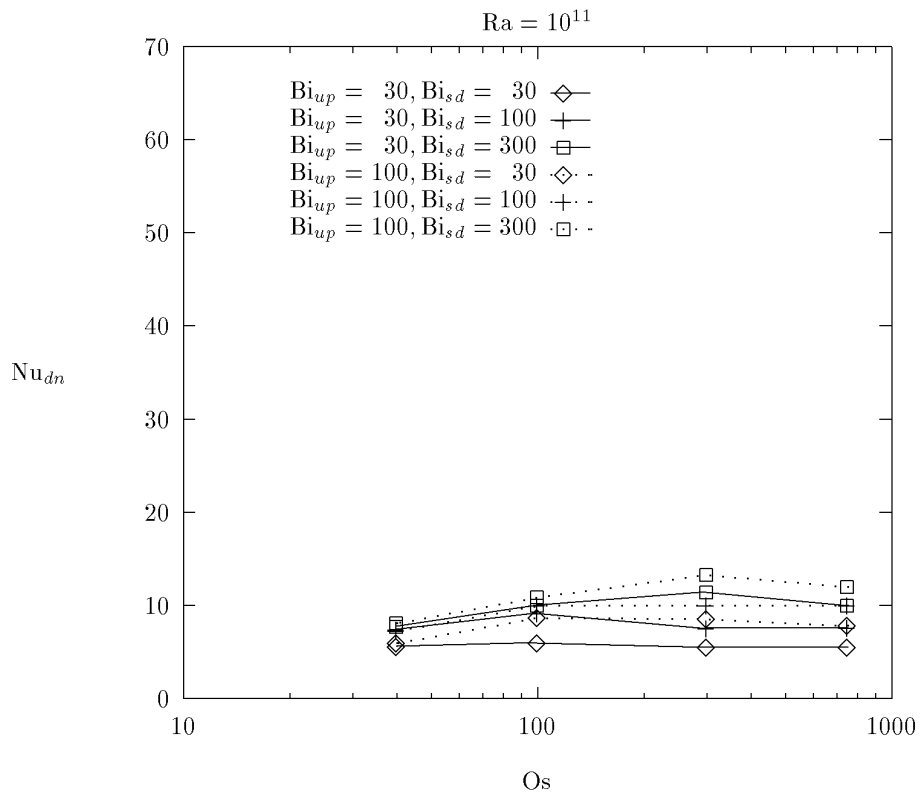
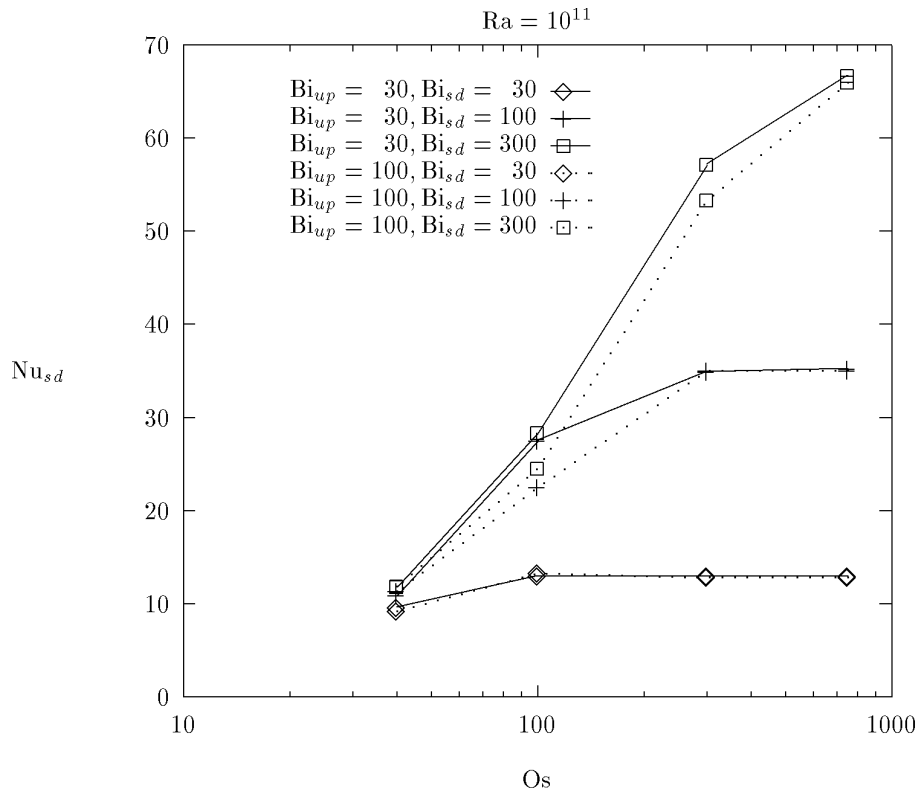


Рис. 8, 9: Распределение среднего значения числа Нуссельта на боковой (верх) и нижней границах

## Литература

- [1] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В., Параметрическое численное исследование теплообмена тепловыделяющей жидкости с учетом плавления и затвердевания в зависимости от чисел Остроградского и Релея. ИБРАЭ-95-01, Москва, 1995.
- [2] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Стрижов В.Ф., Чуданов В.В., Численное моделирование свободноконвективных движений стратифицированной тепловыделяющей жидкости. ИБРАЭ-95-03, Москва, 1995.
- [3] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В., Численное исследование некоторых особенностей поведения тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания. ИБРАЭ-95-04, Москва, 1995.
- [4] Аксенова А.Е., Вабищевич П.Н., Чуданов В.В., Численное исследование некоторых особенностей поведения тепловыделяющей жидкости с учетом затвердевания при различных режимах охлаждения на границах. ИБРАЭ-95-06, Москва, 1995.
- [5] Kelkar K.M., Schmidt R.C. and Patankar S.V., Numerical analysis of laminar natural convection of an internally heated fluid in a hemispherical cavity, *Proceedings, International Heat Transfer Conference*, San Diego, 1991, pp.355–364.
- [6] Kulacki F.A. and Emara A.A., Steady and transient convection in a fluid layer with uniform volumetric energy sources, *J. Fluid Mech.*, 1977, Vol.83, pt.2, pp.375–395.
- [7] Steinbrenner U. and Reineke H.H., Turbulent Bouyancy Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources, *Proceedings, 6th Int. Heat Transfer Conf.*, Paper NC-21, Toronto(Canada), 1978, Vol.2, pp.305–310.
- [8] Mayinger F.X., Fritz P., Reineke H.H. and *et. all*, Theoretical and Experimental Research on the Behavior of a Core Melt on Reactor Containment and on the Basement Concrete, Bundesministerium fuer Forschung und Technologie. FT-FB (RS 166-79-05), Bonn FRG, (in German), 1980.
- [9] E.L.Tolman, P.Kuan and J.M.Broughton, TMI-2 accident scenario update, *J. Nuclear Engineering and Design* 108(1988), pp.45-54.
- [10] Вабищевич П.Н., Метод фиктивных областей в задачах математической физики, Москва, Из-во МГУ, 1991.
- [11] Вабищевич П.Н., Макаров М.М., Чуданов В.В. и Чурбанов А.Г., Численное моделирование конвективных течений в переменных “функция тока, вихрь скорости, температура”, ИММ РАН, Препринт No. 28, Москва, 1993.
- [12] Lee J.-H. and Golstein R.J., An experimental study on natural convection heat transfer in an inclined square enclosure containing internal energy sources, *ASME J. Heat Transfer*, 1988, Vol.110, pp.345–349.
- [13] Jahn M. and Reineke H.H., Free convection heat transfer with internal heat sources, calculations and measurements, *Proceedings, 5th Int. Heat Transfer Conf.*, Tokyo(Japan), 1974, pp.74–78.
- [14] May H.-O., A numerical study on natural convection in an inclined square enclosure containing internal heat sources, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1991, Vol.34, pp.919–928.
- [15] Chudanov V.V., Churbanov A.G., Strizhov V.F. and Vabishevich P.N., Current Status and Validation of RASPLAV Code, *Proceedings, 21st Water Reactor Safety Meeting*, Washington(USA), 1993.
- [16] Bolshov L.A., Arutyunyan R.V., Chudanov V.V., Aksenova A.E. and *et. all*, Numerical study of natural convection of a heat-generating fluid in nuclear reactor safety problems, *Proceedings, 4th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety*, Taipei(Taiwan), 1994.

- [17] A.G. Churbanov, P.N. Vabishchevich, V.V. Chudanov, and V.F. Strizhov, A numerical study of natural convection of a heat-generating fluid in rectangular enclosures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 18, pp. 2969–2984, 1994.

### Номенклатура

$a = \frac{k}{\rho c}$	- коэффициент температуропроводности
$Asp = l/x$	- аспектное отношение
$b$	- ширина стенки корпуса
$Bi = \frac{hl}{k}$	- число Био
$c$	- коэффициент теплоемкости
$e = (0, 1)$	- вектор, определяющий направление выталкивающей силы
$h$	- коэффициент теплопередачи
$g$	- ускорение свободного падения
$k$	- коэффициент теплопроводности
$l$	- высота полости
$L$	- характерный размер
$Nu = -(grad u)$	- локальное число Нуссельта
$Nu = \frac{1}{l} \int_l \frac{Nu}{u_{av}} dl$	- среднее число Нуссельта
$Os = \frac{ql^2}{k(u_\ell - u_w)}$	- число Остроградского
$p$	- нормализованное на плотность давление
$Pr = \frac{\nu}{a}$	- число Прандтля
$q$	- мощность однородного теплового источника
$Q = \frac{1}{l} \int_l Nu dl$	- средний тепловой поток
$Ra_u = \frac{\beta g (u_\ell - u_w) l^3}{\nu^2}$	- число Релея
$Ra_q = \frac{\beta g q l^3}{a \nu k}$	- модиф. число Релея
$Ste = \frac{\lambda}{c(u_s - u_\ell)}$	- число Стефана
$u$	- отклонение температуры от равновесной
$u_{av} = \frac{1}{V} \int_V u dV$	- средняя температура
$u_\ell$	- температура фазового перехода
$u_w$	- температура стенки
$\mathbf{v} = (v_1, v_2)$	- вектор скорости
$V$	- объем
$x$	- ширина полости

### Греческие символы

$\beta$	- коэффициент объемного расширения
$\delta$	- дельта-функция
$\lambda$	- энтальпия фазового перехода
$\nu$	- кинематическую вязкость
$\rho$	- плотность

### Подиндексы

$av$	- среднее значение
$dn$	- нижняя поверхность
$max$	- максимальное значение
$met$	- металл
$ox$	- оксид
$sd$	- боковая поверхность
$up$	- верхняя поверхность



