

УДК 532.5

К.А. Гаврилов, В.А. Демин, Е.А. Попов**ДВИЖЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ПЛЮМОВ
В ТОНКОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ**

Проведено трехмерное численное моделирование всплытия и взаимодействия плюмов вязко-нетеплопроводного типа в тонком вертикальном слое, подогреваемом снизу несколькими локализованными источниками тепла. Показано, что температурное поле подобных плюмов медленно рассасывается в поперечном сечении ножки по сравнению с конвективным переносом тепла в направлении струйного движения. Дано объяснение взаимодействию плюмов друг с другом и с близлежащей узкой вертикальной гранью полости.

Ключевые слова: *взаимодействие тепловых плюмов, тонкий вертикальный слой, 3D-численное моделирование.*

Струйное конвективное движение в массиве жидкости, порождающее тепловой плюм, как правило, представляет собой эволюционирующий конвективный факел от сосредоточенного источника тепла [1]. Его внутренняя область всегда имеет отличную от остальной жидкости температуру, что позволяет устанавливать качественно границы плюма и классифицировать их по форме. В зависимости от соотношения вязкости и теплопроводности среды окружающая жидкость в определенной степени также оказывается вовлеченной в конвективное движение, что собственно и создает характерное грибообразное тепловое поле, называемое в зарубежной литературе тепловым плюмом. В естественных условиях с тепловыми плюмами часто приходится сталкиваться в геологических приложениях. Конвективные грибообразные структуры, возникающие в магматических расплавах, характеризуются гигантскими числами Прандтля, однако вследствие универсальности природы плюмов всегда можно подобрать эквивалентные в определенном смысле жидкости для экспериментального исследования в лабораторных условиях каких-то явлений, которые наблюдаются в естественных условиях в средах с экстремальными значениями параметров.

В работе [2] для вязкой жидкости с большим числом Прандтля порядка 10^3 представлены результаты экспериментального исследования развитого конвективного плюма в кубической полости от точечного источника тепла, эволюционирующего на фоне ячеистого конвективного течения. Показано, что при собственной скорости роста плюма, близкой к характерной скорости конвективного движения, он может приобретать форму плоской спирали с закруткой в вертикальной плоскости. Формирование спиральной структуры происходит в результате взаимодействия плюма, вытягивающегося в момент зарождения от локализованного источника тепла вертикально вверх, с циркуляционным одновихревым конвективным течением.

Из теневых фотографий, представленных в [2], видно, что температура в ближайшей окрестности струи плюма ведет себя как пассивная примесь, подчиняясь уравнению неразрывности. Несмотря на это при обсуждении результатов приводится довольно спорная аналогия, согласно которой между горячей и холодной

областями жидкости внутри и вне ножки формируется поверхность раздела с определенной площадью, величина которой практически не меняется по мере удлинения плюма. Далее утверждается, что хотя видимых причин для возникновения на ней поверхностного натяжения нет, наблюдения показывают, что площадь границы раздела стремится к минимальной. В результате граница раздела головки плюма имеет в момент возникновения полусферическую форму, а ножка стремится быть цилиндрической. Различные участки развитого спирального плюма при приближении друг к другу не сливаются, а как бы отталкиваются, демонстрируя поведение, которое было бы объяснимо, если бы на границе раздела было поверхностное натяжение. С точки зрения авторов работы [2], поверхностным натяжением можно было бы объяснить и плоскую спиральную форму растущего плюма, поскольку при переходе от плоской спирали к пространственной увеличивается ее площадь.

Судя по приведенным в [2] значениям рабочих чисел Рэлея, плюм, изучавшийся экспериментально теневым методом, по-видимому, должен относиться к классу вязко-нетеплопроводных режимов всплытия. Принадлежность к данной категории определяется из диаграммы, которая впервые была получена в [3] для двумерных плюмов в ходе прямого численного моделирования конвекции от идеализированного линейного источника тепла. Первоначально эта карта режимов была получена в плоскости параметров Пекле и Рейнольдса, однако позднее она была пересчитана в более удобных терминах чисел Рэлея и Прандтля и разносторонне проанализирована в монографии [1]. Применительно к тонкому вертикальному слою с сильным гидродинамическим трением на широких боковых гранях подобная классификация плюмов в 3D-постановке была развита в [4].

Будучи вязко-нетеплопроводным, спиральный плюм, наблюдавшийся в [2], должен характеризоваться тонкой температурной и широкой «гидродинамической» ножкой. Выяснить характерную «вязкую» толщину ножки плюма из работы невозможно, так как поле скоростей в объеме жидкости отдельно не измерялось. Визуализировалось только поле температуры. На основе представленных ниже данных численных расчетов хотелось бы дать иную интерпретацию изложенных в [2] экспериментальных результатов, согласно которым отдельные участки спирального плюма при определенных условиях имеют тенденцию к отталкиванию и не желают сливаться.

Для выяснения причин подобного поведения изучим методом прямого численного моделирования движение и взаимодействие плюмов, порождаемых несколькими локализованными источниками тепла в тонком вертикальном слое при подогреве снизу. Покажем, что в рамках другой более простой геометрии (на примере нескольких ножек разных плюмов вязко-нетеплопроводного типа) наблюдаются точно такие же эффекты вмерзновенности теплового поля в струйное течение и отмеченное поведение имеет иное объяснение. А именно, отсутствует необходимость привлечения понятия поверхностного натяжения на тепловых фронтах.

Характеристика платформы OpenFOAM

Платформа OpenFOAM представляет собой программное обеспечение для численного решения задач механики сплошных сред и содержит более 80 приложений для моделирования различных процессов в механике, а также более 170 утилит для подготовки и обработки данных, визуализации результатов расчетов и

генерации расчетных сеток. Программное обеспечение распространяется бесплатно с открытым исходным кодом и устанавливается только на Linux-подобные системы. Основным языком пакета является C++. Применительно к задачам тепловой конвекции наибольший интерес представляют приложения для решения различных систем дифференциальных уравнений в частных производных методом конечных объемов на произвольных расчетных сетках с многогранными ячейками. Решение стандартной задачи по моделированию тепловой конвекции состоит из трех этапов, включающих создание расчетной сетки, самой вычислительной процедуры и визуализации полученных данных. Дифференциальные уравнения в частных производных записываются в терминах математических операторов в консервативной форме. Работать в OpenFOAM можно как со структурированными, так и неструктурированными сетками. Значительное расширение области применения пакета OpenFOAM обеспечивается за счет возможности внесения изменений в стандартные решатели, например добавления в уравнения дополнительных слагаемых.

Процедура дискретизации градиентов и производных по времени осуществляется с помощью известных схем и методов, которые заранее указываются в интерфейсном файле. В нашем случае для производных по времени использовалась неявная схема Эйлера первого порядка точности, а для пространственных производных применялись схемы второго порядка точности. При нахождении значений искомых полей в точках, отличных от центров контрольных объемов, применяется линейная интерполяция. Для каждой ячейки расчетной сетки получается одно алгебраическое уравнение, связывающее значение переменной в центре ячейки с переменными в соседних ячейках. Для всей вычислительной области получается система линейных алгебраических уравнений. В настоящее время активно используются связанный и последовательный методы решения систем линейных алгебраических уравнений [5]. При реализации первого метода все переменные образуют один вектор неизвестных. Во втором случае уравнения для каждой переменной решаются по очереди и для согласования скорости и давления применяются неявные алгоритмы PISO или SIMPLE. В нашем случае использовался алгоритм PISO. Условно его можно разделить на три этапа. На первом этапе, исходя из значений давления на предыдущем шаге, вычисляется так называемое прогнозируемое значение скорости, поток массы также раскладывается на прогнозируемую и корректируемую части, в результате чего получается уравнение для давления. На втором этапе корректируются значения давления при помощи полученного уравнения, пока не будет достигнута нужная точность. И на третьем этапе корректируются поток массы и поле скорости в соответствии с окончательными значениями поля давления. Подобная методика может быть использована как для сжимаемых, так и для несжимаемых жидкостей. Для решения систем линейных уравнений использовались методы сопряженных градиентов с предобуславливанием для давления (PCG) и бисопряженных градиентов для температуры и скорости (PBiCG).

Условием устойчивости вычислительной схемы является малость числа Куранта $Co = \tau|U|/h$, здесь τ и h – соответственно шаги по времени и координате, U – значение скорости. Физически условие Куранта означает, что частица жидкости за один шаг по времени не должна продвинуться больше, чем на один пространственный шаг. Число Куранта вычисляется для всех ячеек расчетной области на каждом шаге по времени. Если оно больше единицы, то метод расходится.

Платформа OpenFOAM работает с интерфейсом передачи сообщений MPI. Для реализации параллельных вычислений требуется разбить расчетную область на несколько частей, а именно, по одной на каждое вычислительное ядро. Все детали разбиения записываются в отдельный файл, находящийся в каталоге с исходными данными. Весь процесс декомпозиции расчетной области с записью граничных условий происходит автоматически. Затем с помощью интерфейса MPI можно запускать параллельный расчет. После этого нужно собрать данные со всех расчетных узлов в один каталог для визуализации с помощью программы ParaView.

Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим полость с твердыми гранями в форме прямоугольного параллелепипеда, вытянутую вдоль горизонтальной оси (рис. 1). Введем обозначения: высота ячейки – H , длина – L , толщина – d , размер нагревателей – l . Полость неоднородно нагревается локально снизу, несколькими линейными источниками тепла и находится в статическом поле тяжести. Данную полость принято называть ячейкой Хеле – Шоу, если выполняются условия $H, L \gg d$ и движение двумерно. Однако в работе [4] было показано, что в отличие от случая конвективных течений при равномерном нагреве снизу [6] плюмы, генерируемые локализованными источниками тепла, определенно трехмерны, что отражается на существенном снижении скорости их всплытия и наличии пограничных слоев у распределения температуры в поперечном сечении полости.

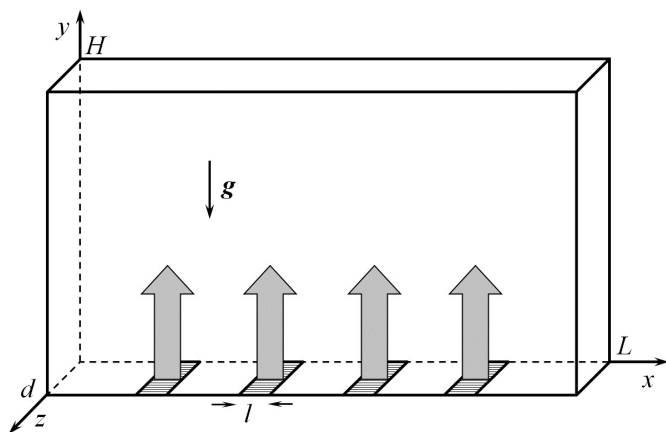


Рис. 1. Геометрия задачи. Система координат

В ходе расчетов все вертикальные грани предполагались идеально теплоизолированными. Сосредоточенные источники тепла в качестве нагревателей и теплоизолированность вертикальных граней приводят к тому, что даже в достаточно узких полостях третьей компонентой скорости при моделировании тепловых плюмов пренебрегать нельзя. По этой причине для описания их поведения полное 3D-численное моделирование представляется наиболее приемлемым. Для расчета течения жидкости в вертикальном слое будем использовать стандартную систему уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска [7]:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \nabla) V = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta V + g \beta T \gamma; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (V \nabla) T = \chi \Delta T, \quad \operatorname{div} V = 0. \quad (2)$$

Здесь V , p и T – размерные поля скорости, давления и температуры; ν , β и χ – коэффициенты кинематической вязкости, теплового расширения и температуропроводности соответственно; g – ускорение силы тяжести; γ – единичный вектор, направленный вертикально вверх; ρ – средняя плотность жидкости. Система (1), (2) получается путем редукции заложенных в пакете OpenFOAM более общих уравнений. В частности, пакетом предусматривается возможность расчета движения сжимаемых сред и турбулентных течений.

Неоднородность нагрева полости обеспечивается путем задания разности температур $\Delta \vartheta = \vartheta - \vartheta_0$ между нижними локализованными источниками тепла (ϑ) и верхней охлаждающей стенкой (ϑ_0). Для компонент вектора скорости на твердых гранях справедливо условие прилипания $V|_r = 0$.

Система уравнений (1), (2) решалась посредством прямого численного моделирования в размерном виде с использованием программного пакета OpenFOAM на суперкомпьютере «ПГУ-Тесла» Научно-образовательного центра Пермского государственного национального исследовательского университета «Параллельные и распределенные вычисления». Расчеты проводились для полости с геометрическими размерами $L = 38$ мм, $H = 32$ мм, $d = 4$ мм, при этом ширина каждого отдельно взятого линейного нагревателя полагалась равной $l = 2$ мм. Выбранное соотношение сторон позволило качественно сравнить результаты численного моделирования с экспериментальными данными по одиночным плюмам [8]. В расчетной сетке использовалось количество ячеек 160:110:25. Параллельные вычисления проводились на 12 ядрах, что технически обеспечивалось делением расчетной области на 12 частей. Обработка массивов данных, необходимых для определения принадлежности реализующихся в ходе вычислений плюмов, проводилась по ширине пограничных слоев с помощью программы аналитических вычислений Maple-11. Физические параметры конвективных сред во всех сериях расчетов выбирались так, чтобы соответствовать реальным жидкостям, в роли которых выступали гептан ($\nu = 0,61 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\chi = 0,88 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\beta = 1,24 \cdot 10^{-3}$ 1/К) и ртуть ($\nu = 1,14 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\chi = 4,47 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\beta = 0,18 \cdot 10^{-3}$ 1/К [9,10]). Числа Прандтля, равные соответственно $Pr = 6,8$ и $0,026$, давали возможность реализовать любой из четырех возможных режимов всплытия.

Взаимодействие плюмов друг с другом

Экспериментально синхронное всплытие трехмерных плюмов от нескольких сосредоточенных источников тепла рассматривалось в [11, 12]. Если одинаковые нагреватели находятся недалеко друг от друга, наблюдается взаимодействие плюмов в процессе движения. Показано, что взаимодействие наиболее ярко выражено для развитых плюмов с достаточно длинной ножкой и тонкими температурным и вязким погранслоями. В некоторый момент времени происходит излом ножек и проявляется их взаимное притяжение друг к другу. При этом изогнувшиеся струи ножек могут практически соприкасаться на определенной высоте, но все же не сливаются. В свою очередь шляпки плюмов продолжают двигаться

вверх, образуя сложный по форме и меняющийся с течением времени тепловой фронт.

Теоретически описанный эффект взаимного притяжения ножек плюмов друг к другу изучался в работах разных авторов. Некоторую библиографию по данному вопросу можно найти в монографии [1]. Основной чертой этих теоретических исследований, накладывающей в действительности определенные ограничения на интерпретацию обсуждаемых результатов, является двумерность расчетов. Двумерность постановки задачи объективно приводила авторов предшествующих работ к применению двухполевой методики [13] для решения уравнений тепловой конвекции. Как известно, этот метод подразумевает исключение давления из расчетной процедуры. Конечно, поле давления можно восстанавливать по результатам расчетов полей функции тока и температуры, но после получения распределений скорости и температуры про поле давления обычно не вспоминают, так как в большинстве конвективных экспериментов эта величина напрямую не измеряется. В результате взаимодействие ножек плюмов объясняется в [1] как результат возникновения возвратных вихрей по бокам, которые прижимают ножки плюмов друг к другу. Эта интерпретация представляется несколько поверхностной, так как причины и процесс формирования возвратных вихрей сами по себе являются предметом обсуждения. Определению подлежат области, где должны формироваться возвратные вихри, их размеры, интенсивность, направление вращения и т.д. В этом смысле прямой 3D-расчет в терминах скорости и давления, реализуемый нами для расчета плюмов, дает более глубокое представление о причинно следственных связях, определяющих картину конвективного процесса.

Тем не менее из всех двумерных расчетов необходимо выделить работу [3], в которой численно проанализирована динамика одиночных двумерных плюмов, создаваемых идеализированным линейным горизонтальным нагревателем. В ней показано, что поля температуры и скорости в поперечном сечении ножки описываются гауссовым распределением и при определенных условиях демонстрируют ярко выраженный погранслоевой характер. На основе результатов численного 2D-моделирования в этой работе была проведена градация возможных режимов всплытия тепловых плюмов. Согласно введенной классификации, все плюмы условно делятся на четыре типа: вязко-теплопроводный, вязко-нетеплопроводный, невязко-теплопроводный и невязко-нетеплопроводный. Критерием служит взаимное соотношение между скоростями роста температурного и гидродинамического пограничных слоев ножки, которые, в конечном счете, определяют форму шляпки и скорость всплытия плюма. Расчеты были проведены в широком диапазоне чисел Прандтля и Рэлея и обобщены на карте режимов. Последовавший за этим расчет трехмерных плюмов [4] в тонком вертикальном слое подтвердил применимость этой простой классификации к физически более реалистичной ситуации, когда нагреватель хоть и локализован в определенной области, однако имеет конечные размеры.

Описание взаимодействия нескольких трехмерных плюмов в тонком вертикальном слое будем проводить, опираясь на эту градацию. Для этого осуществлялась дополнительная обработка массивов данных и определялась принадлежность плюмов к определенному типу по толщине гидродинамического и температурного погранслоев. Технические детали расчетной процедуры приведены в [4]. На рис. 2 изображены поля температуры четырех взаимодействующих плюмов разных типов в некоторый момент времени.

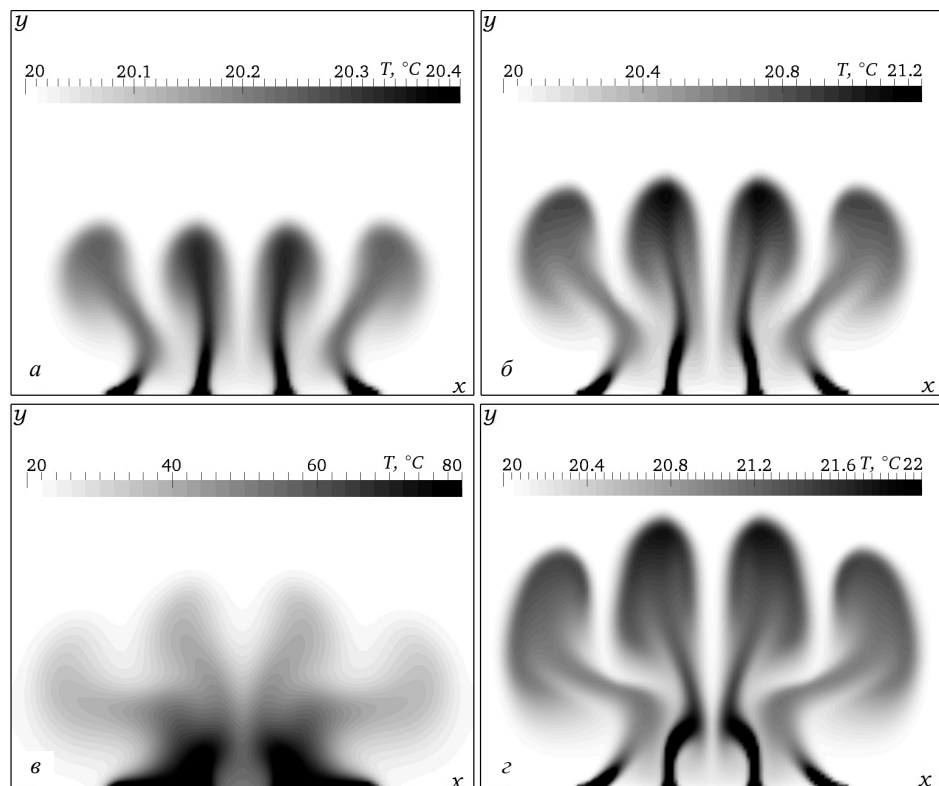


Рис. 2. Картина взаимодействия плюмов разных типов: *а* – вязко-теплопроводный, *б* – вязко-нетеплопроводный, *в* – невязко-теплопроводный, *г* – невязко-нетеплопроводный режимы; *а*, *б*, *г* – гептан при разностях температур $\Delta\theta = 5^\circ\text{C}$, 30°C , 80°C ; *в* – ртуть при $\Delta\theta = 180^\circ\text{C}$

Результаты численного моделирования показывают, что если нагреватели находятся относительно недалеко друг от друга, то к какому бы типу не принадлежали плюмы, их ножки на определенной высоте претерпевают изгиб и притягиваются, но не сливаются. Этот эффект объясняется, если проанализировать во времени поле конвективной добавки к давлению на высоте излома ножек (рис. 3) для плюмов вязко-нетеплопроводного типа. Сначала шляпки плюма, поднимаясь и увеличиваясь в размерах, образуют над собой области повышенного давления (максимумы на кривой 2, рис. 3).

За шляпками тянутся ножки, внутри которых за счет высокой скорости давление заметно ниже, чем в застойных областях вокруг струй. В нашем случае расстояние между нагревателями невелико, поэтому, когда струи синхронно движутся вверх, жидкость, находящаяся между ними, за счет вязкого сдвигового трения также увлекается вверх, и давление в области между струями становится несколько ниже, чем по разные стороны от рассматриваемой группы плюмов (кривые 3 и 4, рис. 3). По бокам у твердых узких граней жидкость еще практически не движется, поэтому давление за счет эффекта Бернулли там выше. В результате ножки плюмов притягиваются друг к другу, но не к удаленным узким граням. Шляпки плюмов не имеют тенденции к слиянию, так как перед их полусферическими фронтами формируется область повышенного давления. Эти шляпки продолжают

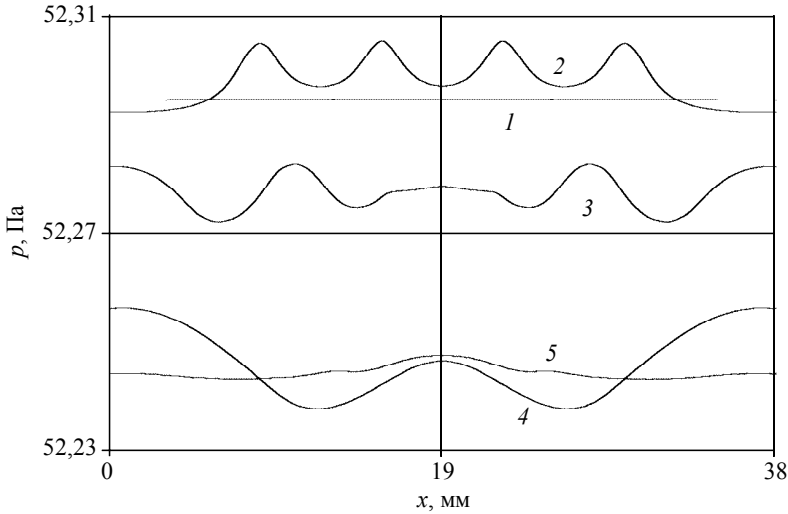


Рис. 3. Конвективная добавка к давлению в зависимости от продольной горизонтальной координаты на высоте излома ножек $h = 8$ мм для плюмов вязко-нестеплопроводного типа; номера кривых 1–5 соответствуют моментам времени $t = 0,5; 2; 3,5; 15; 20$ с

тянуть за собой ножки плюмов. Именно по этой причине струи хоть и притягиваются ножками на определенной высоте, но не сливаются, а отворачивают в разные стороны и продолжают тянуться за шляпками. Как видно, нежелание отдельных участков ножек плюмов объединяться в одну конвективную струю объясняется без привлечения понятия поверхностного натяжения на тепловых фронтах. Точно так же можно объяснить эффект притяжения ножки плюма к неподвижной стенке (рис. 4). Конвективная добавка к давлению в пространстве справа между

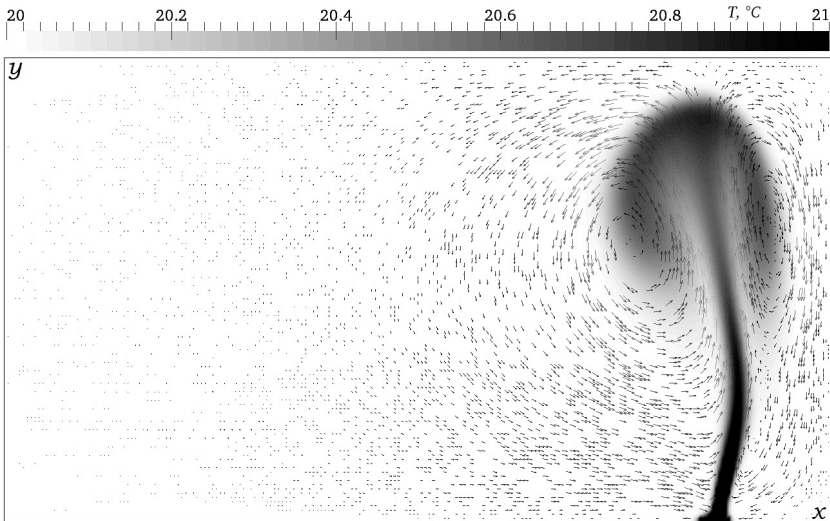


Рис. 4. Взаимодействие плюма вязко-нестеплопроводного типа с близлежащей узкой боковой гранью

ножкой плюма и близлежащей узкой твердой гранью меньше, чем давление в основном массиве жидкости слева, в результате ножка притягивается к ближней твердой стенке, а шляпка наоборот старается отклониться от нее в своем движении.

Еще одним подтверждением справедливости развиваемых представлений о взаимодействии конвективных струй является численный эксперимент по асинхронному движению плюмов (рис. 5). Расчеты проводились для четырех линейных нагревателей, один из которых имел более низкую температуру. Естественно, что шляпка плюма от нагревателя с более низкой температурой поднимается медленнее, тем самым симметрия картины всплытия нарушается. Эта шляпка, начиная свое движение с некоторым запаздыванием, сначала слегка расталкивает ножки трех других более развитых плюмов, так как создает перед собой область повышенного давления. И только когда ножка «медленного» плюма становится достаточно длинной, все сформировавшиеся струи начинают активно притягиваться на определенной высоте по описанному выше сценарию.

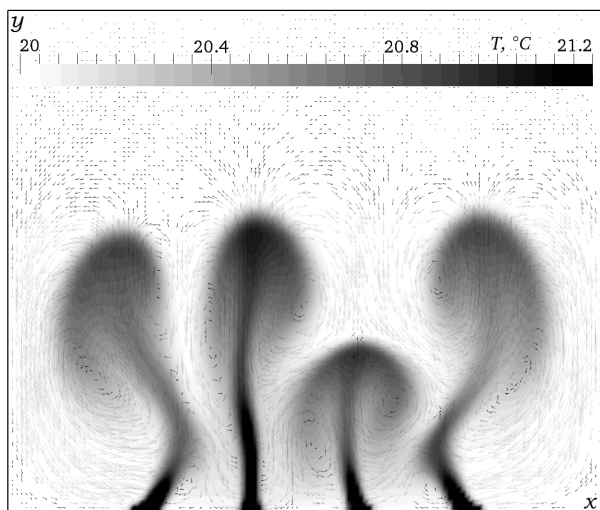


Рис. 5. Взаимодействие асинхронных плюмов, порождаемых нагревателями с разными температурами; первый (слева), второй и четвертый нагреватели – $\vartheta = 50^\circ\text{C}$, третий нагреватель – $\vartheta = 40^\circ\text{C}$

Результаты численного моделирования позволяют сделать еще одно важное заключение. Наиболее часто для экспериментального исследования плюмов используются теневые методы [1, 11, 12]. Этот метод вполне естественен для регистрации неоднородностей температурных полей трехмерных плюмов в больших конвектирующих массивах жидкости. В свою очередь для изучения динамики всплытия плюмов в тонком вертикальном слое в работе [8] была предложена другая техника. В тонких щелевых зазорах тепловые поля внутри полости и на широких гранях определенно должны коррелировать в каждый момент времени.

Ожидается, что чем тоньше слой жидкости и тоньше ограничивающие полость твердые широкие грани, тем меньше будет отличие между профилями теплового поля в вертикальных сечениях. На основе этого обстоятельства визуализация формы плюма в каждый момент времени в работе [8] проводилась с помощью чувствительного тепловизора посредством анализа температурного поля на ши-

роких гранях полости. Однако как показывают 3D-расчеты, картина температурного поля на широких стенках сильно зависит от граничных условий и толщины полости. В случае теплоизолированных стенок и размерах полости 38:32:4 мм, что близко к условиям эксперимента [8], поле температуры в центральном вертикальном сечении полости (рис. 6, а) заметно отличается от распределения температуры на широких гранях в тот же самый момент времени (рис. 6, б). Это позволяет утверждать, что картина плюмов, наблюдаемая экспериментально с помощью тепловизора в работе [8], вполне может и не отражать реальную форму теплового поля плюма внутри полости. Этот факт следует учитывать, анализируя температурные поля конвективных струй в тонких полостях по методике [8].

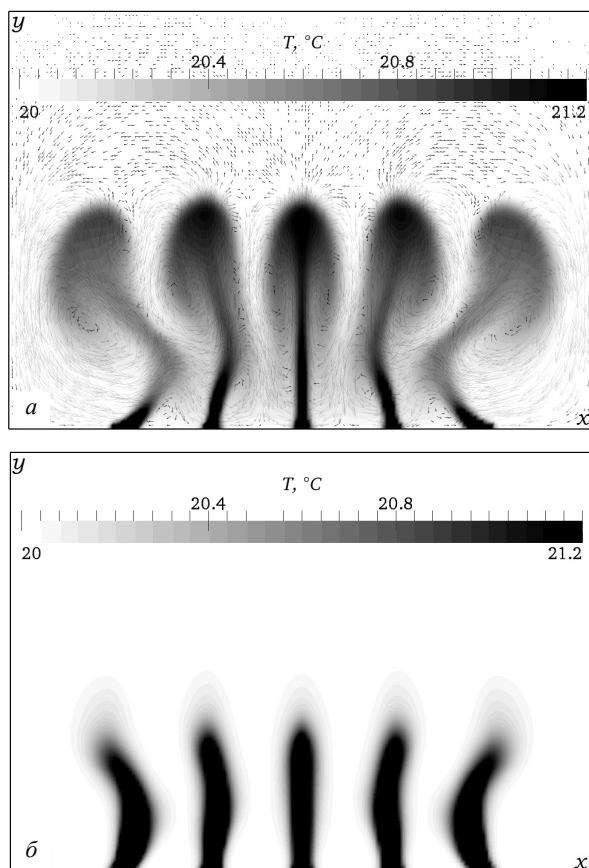


Рис. 6. Картина полей температуры и скорости в центральном сечении (а) и поле температуры на широкой вертикальной грани полости (б)

Заключение

Проведен трехмерный расчет движения и взаимодействия нескольких плюмов в тонком вертикальном слое при подогреве снизу с помощью нескольких локализованных источников тепла. Показано, что струйное течение плюма создает в своей окрестности область пониженного давления, за счет чего ножки недалеко отстоящих друг от друга плюмов притягиваются, но не сливаются. Наиболее ярко

этот эффект проявляется на плюмах нетеплопроводного типа. Расчеты поля давления позволили выяснить, что притяжение ножки плюма к близлежащей боковой стенке полости обусловлено тем же эффектом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lappa M.* Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability. UK: Wiley, 2010. 670 p.
2. *Полудницин А.Н., Шарифулин А.Н.* Динамика спирального конвективного плюма в жидкости с большим числом Прандтля // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2013. № 6. С. 29–32.
3. *Hier Majumder C.A., Yuen D.A. and Vincent A.* Four Dynamical Regimes for a Starting Plume Model // Phys. Fluids. 2004. V. 16. No. 5. P. 1516–1531.
4. *Гаврилов К.А., Демин В.А., Попов Е.А.* Режимы всплытия тепловых плюмов в вертикальном слое // Вычислительная механика сплошных сред. 2013. Т. 6. № 3. С. 261–268.
5. *Ferziger J.H., Peric M.* Computational Methods for Fluid Dynamics. New York: Springer, 2002. 423 p.
6. *Гаврилов К.А., Демин В.А., Попов Е.А.* Моделирование трехмерных конвективных течений с помощью пакета OpenFOAM // Вестник Пермского университета. Сер. Математика, механика, информатика. Пермь: Изд-во Пермск. ун-та, 2012. Вып. 3(11). С. 23–28.
7. *Герцуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
8. *Бабушкин И.А., Кондрашов А.Н., Сбоев И.О.* Развитие конвективного факела в вертикальном слое // Вестник Пермского университета. Сер. Физика. Пермь: Изд-во Пермск. ун-та, 2012. Вып. 4 (22). С. 101–105.
9. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1963. 708 с.
10. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат. 1976. 1008 с.
11. *Moses E., Zocchi G. and Libchaber A.* An Experimental Study of Laminar Plumes // J. Fluid Mech. 1993. V. 251. P. 581–601.
12. *Moses E., Zocchi G., Procaccia I., and Libchaber A.* The Dynamics and Interaction of Laminar Thermal Plumes // Europhys. Lett. 1991. V. 14 (1). P. 55–60.
13. *Тарунин Е.Л.* Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та, 1990. 228 с.

Статья поступила 18.11.2013 г.

Gavrilov K. A., Demin V. A., Popov E. A. THE MOTION AND INTERACTION OF THREE-DIMENSIONAL PLUMES IN A THIN VERTICAL LAYER. Direct three-dimensional numerical modeling of the plumes interaction and its lifting dynamics in a thin vertical layer heated from below by several local sources is carried out with the help of the OpenFOAM computational package. This integrable platform is meant for calculations in the area of continuous media mechanics. Animated images for different numbers of heaters are obtained to demonstrate the behavior of thermal plumes at an arbitrary instant of time. The plumes of the viscous-nondiffusive type are considered predominantly. It has been shown that the temperature field inhomogeneity of the same plumes disperses slowly in the plane perpendicular to the stream velocity in comparison with the convective heat transfer in the direction of fluid movement. The calculations based on the equations of thermal convection in addition to the analysis of velocity and pressure fields permit one to explain the effects of plumes mutual interaction and attraction to the nearest narrow vertical boundary.

Keywords: interaction of thermal plumes, thin vertical layer, 3D numerical modeling

DEMIN Vitaly Anatol'evich (Doctor of Physics and Mathematics, Prof., Perm State University, Perm, Russian Federation)
E-mail: demin@psu.ru

GAVRILOV Konstantin Alekseevich (Candidate of Physics and Mathematics,
Perm State University, Perm, Russian Federation)
E-mail: gavrilo_v_k@inbox.ru

POPOV Eugene Andreevich (M.Sc., Perm State University, Perm, Russian Federation)
E-mail: evjeniy.p@gmail.com

REFERENCES

1. Lappa M. Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability. UK: Wiley, 2010. 670 p.
2. Poludnitsin A.N., Sharifulin A.N. Dinamika spiral'nogo konvektivnogo plyuma v zhidkosti s bol'shim chislom Prandtya (2013) Izv. RAN, Mekhanika zhidkosti i gaza. No. 6, pp. 29–32. (in Russian)
3. Hier Majumder C.A., Yuen D.A. and Vincent A. Four Dynamical Regimes for a Starting Plume Model (2004) Phys. Fluids. V. 16. No. 5, pp. 1516–1531.
4. Gavrilov K.A., Demin V.A., Popov E.A. Rezhimy vsplytiya teplovykh plyumov v vertikal'nom sloe (2013) Vychislitel'naya mekhanika sploshnykh sred. V. 6. No. 3, pp. 261–268. (in Russian)
5. Ferziger J.H., Peric M. Computational Methods for Fluid Dynamics. New York: Springer, 2002. 423 p.
6. Gavrilov K.A., Demin V.A., Popov E.A. Modelirovanie trekhmernykh konvektivnykh techeniy s pomoshch'yu paketa OpenFOAM (2012) Vestnik Permskogo universiteta. Ser. Matematika, mekhanika, informatika. No. 3(11), pp. 23–28. (in Russian)
7. Gershuni G.Z., Zhukhovitskiy E.M. Konvektivnaya ustoychivost' neszhimaemoy zhidkosti. Moscow, Nauka Publ., 1972. 392 p. (in Russian)
8. Babushkin I.A., Kondrashov A.N., Sboev I.O. Razvitie konvektivnogo fakela v vertikal'nom sloe (2012) Vestnik Permskogo universiteta, Ser. Fizika. V. 4 (22), pp. 101–105. (in Russian)
9. Vargaftik N.B. Spravochnik po teplofizicheskim svoystvam gazov i zhidkostey. Moscow, Izd-vo fiz.-mat. lit-ry, 1963. 708 p. (in Russian)
10. Kikoin I.K. Tablitsy fizicheskikh velichin. Spravochnik. Moscow, Atomizdat. Publ., 1976. 1008 p. (in Russian)
11. Moses E., Zocchi G. and Libchaber A. An experimental study of laminar plumes (1993) J. Fluid Mech. V. 251, pp. 581–601.
12. Moses E., Zocchi G., Procaccia I., and Libchaber A. The Dynamics and Interaction of Laminar Thermal Plumes (1991) Europhys. Lett. V. 14 (1), pp. 55–60.
13. Tarunin E.L. Vychislitel'nyy eksperiment v zadachakh svobodnoy konveksii. Irkutsk, Izd-vo Irkutskogo un-ta, 1990. 228 p. (in Russian)