

УДК 532.529.2.013.4

© 2006 г. В. В. ЛЕВИЦКИЙ, Ю. Д. ЧАШЕЧКИН

БОКОВАЯ ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ В СЛАБО СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЯХ

Оптическими методами исследована динамика установления и трансформации структуры конвективных течений при равномерном боковом нагреве слабо стратифицированной жидкости. Опыты выполнены при различных значениях базовой солености – малой ($S = 2.2\%$) и высокой (65%), когда основные параметры среды (коэффициенты температурного расширения, солевого сжатия, кинематической вязкости, температуропроводности, диффузии соли) несколько различаются. Показана слабая зависимость параметров структуры от свойств среды, обосновывающая возможность экстраполяции результатов данных лабораторных опытов в сильно стратифицированных жидкостях на слабо стратифицированные природные системы – атмосферу и гидросферу. Отмечается постоянство скорости изменения длины и высоты конвективных ячеек в широком диапазоне параметров опытов.

Ключевые слова: стратифицированная жидкость, термоконцентрационная конвекция, теневые методы, ячеистая структура, тепловой фронт.

Плотность, определяющая распределение сил плавучести в толще жидкости, зависит от давления, температуры, концентрации растворенных и взвешенных частиц. Поскольку коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и диффузии различаются между собой, структуры конвективных процессов существенно зависят от природы исходной стратификации и физического фактора, формирующего течение. При тепловой конвекции в однородной однокомпонентной жидкости образуется неограниченно растущий факел [1]. В жидкости с устойчивым распределением температуры предельная высота факела ограничена и лишь несколько превышает уровень нейтральной плавучести [2]. При нагреве среды с солевой стратификацией образуются тонкие солевые пальцы и регулярные ячейки, состоящие из слоев и тонких прослоек с большими градиентами концентрации и температуры. Термоконцентрационная конвекция является одним из наиболее распространенных механизмов формирования тонкой структуры окружающей среды – гидросферы и атмосферы [2].

В результате аналитических [3], численных [4] и лабораторных экспериментальных исследований [5, 6] установлены основные элементы картины течения: системы регулярных ячеек, солевые пальцы, уходящие нестационарные внутренние и диссипативно-гравитационные волны, обеспечивающие сильное взаимодействие течений от независимых источников [7]. При этом такие важные геометрические параметры течения, как высота и длина ячеек, описываются достаточно простыми закономерностями [5, 6], которые используются для переноса данных лабораторных опытов на природные условия. При этом пренебрегается зависимостью термодинамических параметров рабочих сред (морской воды [8] и водного раствора поваренной соли [9]) от температуры, концентрации растворенных веществ и их градиентов.

В природных условиях стратификация существенно более слабая, чем в лаборатории: характерные периоды плавучести соответственно составляют $T_b = 2\pi/\sqrt{g(dp/dz)/\rho} = 5\text{--}20$ мин и $T_b = 6\text{--}13$ с (g – ускорение свободного падения, ρ – плотность, ось Z – верти-

кальна). Также различаются градиенты температуры и базовые значения концентрации растворенных веществ. В этой связи остается открытым вопрос о степени соответствия данных лабораторных экспериментов, проводимых в жидкостях с большими значениями градиента и величины концентрации, природным условиям.

В лаборатории исследования многокомпонентной конвекции в слабо стратифицированных средах ($T_b > 20$ с) практически не проводятся в силу трудности создания и поддержания невозмущенного состояния, формирования стабильных малых горизонтальных градиентов температуры. Слабо стратифицированные среды чувствительны к изменениям температуры воздуха. Суточные вариации температуры, которые обычно составляют доли градуса, достаточны для инициирования конвективных течений в однородных и слабо стратифицированных жидкостях.

Цель данной работы – экспериментальное изучение процесса установления структуры боковых термоконцентрационных течений в жидкостях со слабыми градиентами плотности ($T_b = 20$ и 33 с). Выполнена визуализация картины течения, определены критические условия перестройки картины течения (формирования конвективных ячеек или изменения их числа) в жидкостях с различными значениями максимальной солёности – малой ($S = 2.2\%$) и высокой (65%), когда значения кинетических коэффициентов заметно различаются [8, 9].

1. Параметры течения. Основным параметром в задачах конвекции является плотность жидкости $\rho(z)$. Зависимость плотности от температуры T , солёности S и давления p задается эмпирическим уравнением состояния $\rho = \rho(T, S, p)$, в котором сжимаемостью обычно пренебрегается в силу медленности течений [8, 9]. В уравнение состояния, как и в систему уравнений движения [1], входят эмпирические коэффициенты (температурного расширения α и солевого сжатия β , температуропроводности χ , диффузии стратифицирующей компоненты κ_s , кинематической вязкости ν), которые также зависят от солёности S и температуры T .

Устойчивая исходная стратификация, которая характеризуется величиной градиента плотности $d\rho(z)/dz$ (или масштабом $\Lambda = |(d\rho(z)/dz)/\rho(z)|^{-1}$, частотой N и периодом T_b плавучести), подавляет вертикальный перенос. Структура и скорости возникающих течений зависят не только от разности температур ΔT (величины перегрева), как в случае однородной жидкости, но и масштаба плавучести Λ . Вертикальный масштаб образующихся ячеек при термоконцентрационной конвекции определяется условием адиабатического подъема нагретой частицы жидкости на горизонт нейтральной плавучести в невозмущенном поле солёности, $h_a = \alpha\Delta T\Lambda$. Истинная высота ячейки $h = k_a h_a$ отличается от масштаба h_a , экспериментально определенные значения коэффициента k_a лежат в диапазоне $0.2 < k_a < 0.9$ [2, 5].

Толщины прослоек на границах ячеек характеризуются масштабами периодических пограничных слоев (пограничных слоев Стокса), совпадающих с масштабами течений, индуцированных диффузией на наклонных поверхностях, равных $\delta_\nu = \sqrt{\nu/N}$ – для скорости, $\delta_\chi = \sqrt{\chi/N}$ – для температуры и $\delta_s = \sqrt{\kappa_s/N}$ – для солёности [5].

Масштабы пограничных слоев в областях равномерного течения на нагревателе, характеризующихся скоростью u , задаются соотношениями $\delta_u = \nu/u$ – для поля скорости; $\delta_\rho = \kappa_s/u$ – для солёности и $\delta_T = \chi/u$ – для температуры. Комбинационный масштаб $\delta = \sqrt[4]{\nu\kappa_s/N^2}$ характеризует пространственную структуру диссипативно-гравитационных волн [7].

Основными безразмерными характеристиками термоконцентрационных течений, как и классической конвекции, являются числа Рэлея Ra_T , Ra_q и Нуссельта Nu , в которых в качестве масштаба длины обычно выбирается истинная высота ячейки h , а также

разность температур нагревателя и жидкости (величина перегрева) или плотность подводимого теплового потока q [2]

$$Ra_t = g\alpha\Delta Th^3/\nu\chi; \quad Ra_s = g\beta(-dS/dz)h^4/\nu\chi = gh^4/\nu\chi\Lambda; \quad Nu = qh/\rho C_p\chi\Delta T$$

где C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Характеристикой вклада относительного влияния вариаций температуры и солёности в изменчивость плотности является плотностное соотношение $R_p = \alpha\Delta T/\beta\Delta S$.

Условия регистрации минимальных масштабов изменчивости полей температуры, солёности, градиента плотности и скорости определяют необходимую разрешающую способность и чувствительность приборов для наблюдения картины течения в целом и выделения структурных элементов. Таким критериям удовлетворяют только высокочувствительные теневые приборы.

2. Методика эксперимента. Эксперименты по термоконцентрационной конвекции при слабых стратификациях были выполнены в бассейне размером $0.5 \times 0.5 \times 0.15 \text{ м}^3$, в боковые стенки которого вставлены иллюминаторы из оптического стекла. Бассейн заполнялся линейно стратифицированной жидкостью методом непрерывного вытеснения и выдерживался сутки для сглаживания неоднородностей плотности. В данных опытах масштаб и период плавучести составляют соответственно $\Lambda = 85.0; 99.4; 270.5 \text{ м}$ и $T_b = 18.5; 20; 33 \text{ с}$. Опыты выполнены при двух значениях солёности приповерхностного слоя – малой (отстоянная водопроводная вода) и большой (солёность – 60‰). Разность солёностей верхнего и нижнего слоев, задающая значение периода плавучести, в данных опытах составляла всего 2.2‰ для $T_b = 33 \text{ с}$ и 5‰ – для $T_b = 20 \text{ с}$, для чего требовалось всего 15 г (столовая ложка) или 67 г соли на бассейн объемом 30 л.

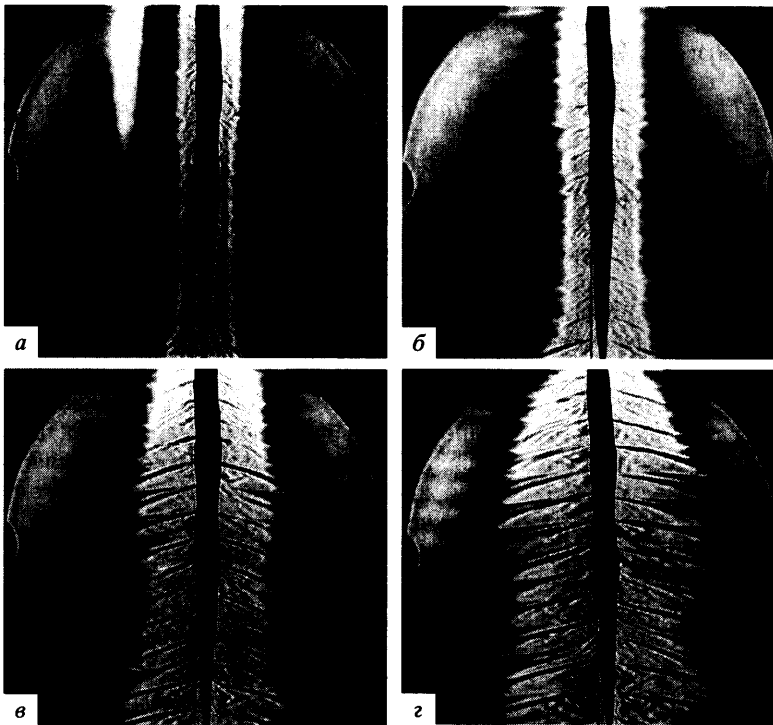
Визуализация течений, контроль равномерности и величины стратификации проводился теневым прибором ИАБ-458. В качестве визуализирующей диафрагмы при контроле стратификации использовался более чувствительный нож Фуко, при наблюдениях картины течения – нить в фокусе, при которой крупномасштабные возмущения не затевают тонкоструктурные элементы. Во всех случаях осветительная щель располагалась вертикально. При этом симметрия изображения отражает реальную симметрию картины течения.

Конвективные течения формировались плоским нагревателем, установленным вертикально в центре поля зрения, что позволяло наблюдать конвективные структуры во всем пространстве. При контроле подводимой мощности использовался электрический нагреватель, изготовленный из нихромовой фольги толщиной 0.02 мм размером $10 \times 30 \text{ см}^2$. Подводимая мощность оценивалась по измерениям тока и напряжения.

На поверхность нагревателя приклеивался распределенный датчик температуры, изготовленный из медной проволоки диаметром 0.03 мм. Датчик включался в плечо моста и тарировался перед началом и после окончания экспериментов. Температура перегрева выбиралась из условия одновременного образования ячеек в центре нагревателя. В зависимости от величины стратификации критическое значение числа Рэлея достигалось при $2 < P < 8 \text{ Вт}$. При нагреве пластина деформировалась и теряла свою совершенную форму, что затрудняло наблюдение картины течений возле источника.

Более полно тонкая структура течений изучалась около плоского вертикального теплообменника, изготовленного из нержавеющей стали. В теплообменник поступал нагретый теплоноситель из термостата МК-70. Такой нагреватель сохранял свою форму в ходе опытов. Температура теплоносителя и невозмущенной жидкости у торцевой стенки бассейна контролировалась ртутными термометрами с погрешностью 0.1°C.

После заполнения бассейна с установленным нагревателем и выравнивания возмущений стратификации проводился оптический контроль однородности распределения плотности, и измерялась величина периода плавучести. После включения нагревателя велась фоторегистрация теневых картин течения, фиксировались подводимая мощ-



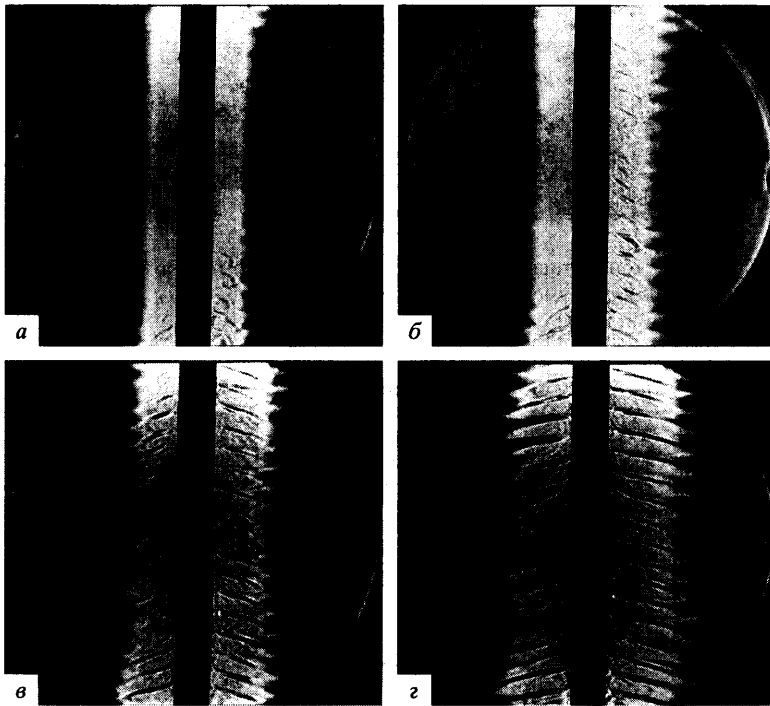
Фиг. 1. Боковая термоконцентрационная конвекция около плоского электронагревателя при малой базовой солёности и умеренной стратификации, $S = 4.4\text{‰}$, $T_b = 20.9$ с, $q = 75$ вт/м²: $a-g - t = 8, 12, 20, 32$ мин

ность (при использовании электронагревателя), температура нагревателя и невозмущенной жидкости.

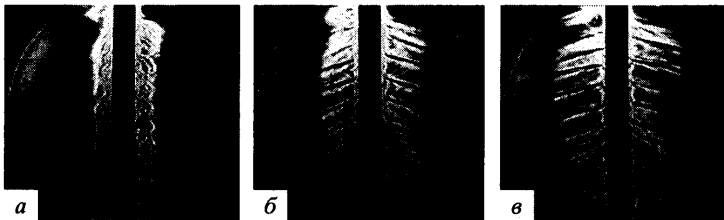
При слабых стратификациях критические значения чисел Рэлея достигаются при малых значениях температуры перегрева и подводимой мощности соответственно. Поскольку скорости индуцированных конвективных течений также были небольшими, ячеистая структура формировалась более продолжительное время, чем при сильных стратификациях [5]. Продолжительность отдельных экспериментов составляла 40–60 мин, изучение режима формирования прекращалось, когда тепловой фронт достигал дальней стенки бассейна.

3. Результаты опытов. Фрагменты фотограмм, иллюстрирующие динамику формирования структур термоконцентрационной конвекции в слабо стратифицированной по солёности жидкости при различных значениях базовой солёности и градиента плотности, представлены на фиг. 1–5. При включении подогрева справа и слева от нагревателя в жидкости со слабой, как и в случае сильной стратификации [5], появляются однородные светлые полосы, образованные медленно и равномерно всплывающей нагретой жидкостью. Толщина прогретого слоя монотонно растёт со временем (фиг. 1–4, *a*). Внешней границей полос является тепловой фронт с повышенными значениями градиента температуры и солёности.

Элементы тонкой поперечной структуры (система тонких наклонных прослоек внутри всплывающей жидкости и изрезанность внешней границы теплового фронта) появляются спустя 2 мин около безынерционного электронагревателя (фиг. 1, *a*) и 5 мин – около более инерционного теплообменника (фиг. 2, *a*). С увеличением периода плаваемости длительность фазы формирования прослоек растёт (фиг. 3, *a*).



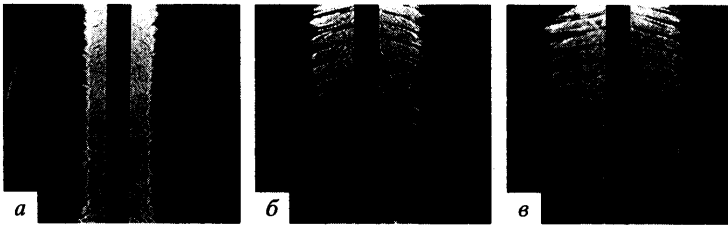
Фиг. 2. Боковая термоконцентрационная конвекция около плоского теплообменника при малой базовой солёности и умеренной стратификации, $S = 4.4\%$; $T_b = 20.47$ с, $\Delta T = 0.8^\circ\text{C}$: $a-g - t = 8, 12, 20, 32$ мин



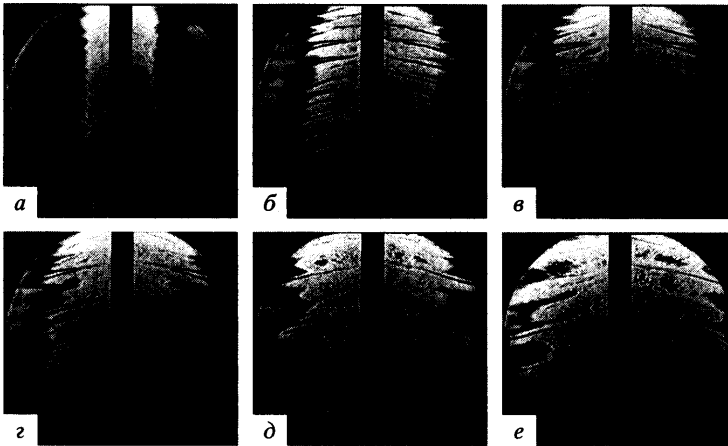
Фиг. 3. Боковая термоконцентрационная конвекция около плоского теплообменника при наиболее слабой стратификации, $S_m = 2.2\%$; $T_b = 33.03$ с, $\Delta T = 0.7^\circ\text{C}$: $a-в - t = 8, 20, 32$ мин

При слабых перегревах первые прослойки появляются у дна и свободной поверхности (фиг. 2, а, 3, а), где вследствие условий непротекания для соли градиент плотности меньше, чем в центре бассейна. Свидетельством слабой неравномерности исходного градиента плотности является утолщение восходящего течения в нижней части фиг. 1, а, а также верхней и нижней частей течения – на фиг. 2, а.

Высокоградиентные прослойки образуют непроницаемую границу для всплывающих нагретых жидких частиц. По мере удаления от нагревателя вследствие остывания при сохраняющейся солёности частицы жидкости погружаются и постепенно формируют вихревые спирали на внешних концах прослоек (фиг. 2, а). С течением времени ячейки образуются вдоль всего нагревателя.



Фиг. 4. Эволюция конвективного течения около плоского теплообменника при высокой базовой солёности и умеренной стратификации, $S = 65\%$; $T_b = 20.6$ с, $\Delta T = 0.9^\circ\text{C}$: $a-v - t = 8, 20, 32$ мин



Фиг. 5. Перестройка структуры термоконцентрационного течения около плоского теплообменника при изменении величины перегрева, малая базовая солёность, $S = 4.4\%$; $T_b = 20.2$ с: $a, б - \Delta T = 1^\circ\text{C}$, $t = 8, 28$ мин; $в-е - \Delta T = 3^\circ\text{C}$, $t = 32, 36, 40, 44$ мин

Различие картин течения на фиг. 1 и 2 иллюстрирует влияние граничных условий на поверхности жидкости на характер течения. Когда вся поверхность жидкости свободна, скорость распространения тепловых фронтов, динамика установления структуры и свойства диссипативно-гравитационных волн одинаковы справа и слева от нагревателя (фиг. 1). Когда правая половина бассейна остается свободной, а левая прикрывается жесткой крышкой, на которой реализуются условия прилипания для скорости и подавления конвективного переноса для температуры, то симметрия течения нарушается.

В начальной фазе ячейки справа от нагревателя формируются более активно, чем слева, что подтверждается более глубокой изрезанностью теплового фронта (фиг. 2, *a*), который под крышкой плоский. Наибольшая скорость распространения теплового фронта наблюдается под свободной поверхностью в верхней части бассейна справа от нагревателя. Здесь ширина зоны ячейистой конвекции максимальна. В центре бассейна длина ячеек минимальна. Таким образом, различие граничных условий на свободной поверхности влияет на темп формирования и структуру течения.

Диссипативно-гравитационные волны, которым на приводимых теневых изображениях (фиг. 1–5) соответствуют темные и светлые диффузные полосы, простирающиеся от области конвекции внутрь невозмущенной жидкости, излучаются в течение всего времени существования структурированного конвективного течения. Внутри ячеек в данных опытах при $T_b = 20\text{--}30$ с наблюдается тонкая “моховидная” структура – солевые

пальцы с поперечными размерами не более 2 мм, как и в случае сильных стратификаций [5]. Форма солевых пальцев отражает распределение скоростей вихревого течения внутри ячеек.

По окончании фазы формирования ($t > 20$ мин) все ячейки оказываются оконтуренными высокоградиентными оболочками. Верхние оболочки ячеек, вдоль которых оттекает нагретая жидкость, более наклонны и контрастны. Нижние части оболочек, вдоль которых в область ячейистой конвекции подтекает относительно холодная невозмущенная жидкость, менее наклоненные и диффузные.

Втекающая в область конвекции холодная жидкость постепенно обостряет градиенты и на нижних сторонах ячеек, где также формируются высокоградиентные оболочки. Дополнительные прослойки, которые располагаются практически горизонтально, начинают формироваться в окрестности теплового фронта и постепенно продвигаются в сторону нагревателя. Между некоторыми ячейками эти прослойки достигают пограничного слоя (6, 7, 9, 10 ячейки снизу справа от нагревателя на фиг. 1, z ; 6, 7, 8, 10, 15, 16 ячейки снизу слева от нагревателя на фиг. 2, z). Угол раствора соседних высокоградиентных прослоек равен примерно 3° . В некоторых случаях дополнительные прослойки сливаются с верхними границами нижележащих ячеек и формируют двойные высокоградиентные оболочки.

При развитии структуры наблюдаются процессы дробления и слияния ячеек, пример которых представлен на фиг. 2, b (слияние восьмой и девятой ячеек снизу в одну). Разделяющая данные ячейки прослойка постепенно размывается около нагревателя и к моменту $t = 30$ мин в этом месте наблюдается одна объединенная ячейка (фиг. 2, e).

Наиболее слабая стратификация, которую удалось создать при проведении опытов, характеризовалась периодом плавучести $T_b = 33.03$ с. Структура и темп формирования течения, представленного на фиг. 3, при этом не претерпевают качественных изменений по сравнению с предыдущими опытами. Высокоградиентные оболочки, тепловой фронт и сами ячейки оказываются достаточно выраженными.

При дальнейшем ослаблении градиента плотности даже небольшие вариации температуры (характерная суточная изменчивость менее 0.5°C) создают достаточную разность температуры между раствором и боковыми иллюминаторами для самопроизвольного формирования ячеек термоконцентрационной конвекции. Таким образом, при более слабой стратификации жидкость в бассейне постоянно находится в движении и вследствие различия температур в ней самопроизвольно образуются слоистые структуры, затрудняющие изучение процессов формирования конвективных ячеек в контролируемых условиях.

Для оценки влияния величины солёности на характер течения несколько опытов было проведено с высоконцентрированными растворами, в которых солёность у поверхности жидкости составляла 60‰, а у дна – 65‰, градиент плотности характеризуется таким же значением периода плавучести ($T_b = 20.6$ с), как и в опытах с малыми базовыми солёностями (фиг. 1, 2).

Из анализа теневых картин течения следует, что темп формирования и характер течения практически не зависят от значения базовой солёности. Толщины границ между ячейками также остаются практически одинаковыми при разных стратификациях. Большая контрастность и выраженность тонких деталей вихревых структур (фиг. 4, a), двойных оболочек ячеек (фиг. 4, b , e) обусловлены повышением чувствительности теневого прибора вследствие увеличения значений показателя преломления и его градиента с ростом солёности и плотности водного раствора поваренной соли [9]. Таким образом, опыты с более концентрированными и высокоградиентными растворами в лабораторных условиях достаточно надежно воспроизводят геометрию конвективных структур в слабо стратифицированных природных системах (водоемах и морях).

Практический интерес представляет визуализация реструктуризации течения при изменении величины перегрева. Увеличение начального перегрева всего на 0.2°C приво-

дит к заметному возрастанию числа Рэлея, а следовательно темпа формирования и перестройки картины течения (фиг. 5, а).

Через 8 мин после запуска теплообменника в обычном режиме система ячеек сформировалась по всей высоте нагревателя, кроме его нижней части (фиг. 5, б). Границы между ячейками прослеживаются по всей длине, за исключением тонкого слоя около поверхности теплообменника. Длина ячеек при $t = 28$ мин в данных опытах составляет 5.7 см, а для условий, представленных на фиг. 2, она равна 4.1 см.

В нижней части изображения, где по условиям заполнения располагается жидкость с большим градиентом плотности, ячейки не формируются, поскольку величина числа Рэлея составляет 950 и не превосходит критическое значение, характеризующее условие одновременного образования ячеек при однородном боковом нагреве линейно стратифицированной жидкости [10].

При увеличении перегрева до $\Delta T = 3^\circ\text{C}$ на тридцатой минуте по всей высоте бассейна около нагревателя формируется восходящее течение, размывающее границы ячеек, которое оттесняет от нагревателя центры вихреобразования исчезающих ячеек (темные пятна в центрах старых ячеек вблизи вытесняющей струи). Внутри самой струи наблюдаются мелкомасштабные нерегулярные возмущения и протяженные волнистые вертикальные прослойки. Новый тепловой фронт распространяется по структурированной жидкости со скоростью 0.003 см/с, не превышающей скорость движения первичного теплового фронта (фиг. 5, в).

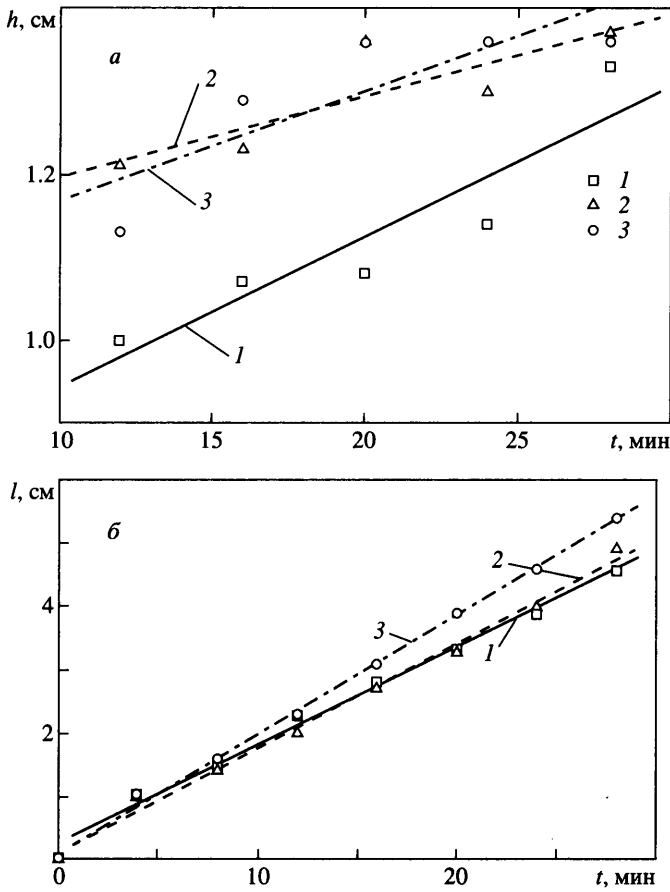
По мере продвижения нового теплового фронта перегрев и скорость жидкости уменьшаются, соответственно снижается скорость размытия высокоградиентных прослоек на границах ячеек. Некоторые из них, расположенные в окрестности границ будущих ячеек, начинают обостряться и продвигаться к нагревателю в область деструктурированной жидкости (фиг. 5, г, д). Одновременно идет процесс слияния двух или более первоначальных ячеек, и регулярная периодичность структуры нарушается, поскольку границы вновь формирующихся ячеек в областях однородного градиента плотности более наклонны, чем сохранившиеся старые (фиг. 5, д). Следует отметить высокую степень симметрии формирующихся картин нового течения справа и слева от нагревателя. Одновременно начинают формироваться ячейки в нижней части бассейна, в слое с повышенным значением градиента плотности. Здесь их высота составляет 1.2 см, что позволяет оценить масштаб плавучести в предположении постоянства коэффициента адiabатичности для данных условий нагрева.

Время от начала нагрева до образования конвективных вихревых ячеек зависит от величины подводимой плотности теплового потока и составляет 4–8 мин, что близко к значениям при более сильных стратификациях. Наблюдаемая эволюция картин течения, представленных на фиг. 1–4, удовлетворительно согласуется с визуализацией численного решения системы уравнений многокомпонентной конвекции [4].

Из анализа фиг. 1–5 следует, что высота и скорость продвижения ячеек растут с увеличением температуры перегрева и масштаба плавучести, а толщина границ ячеек практически не меняется и определяется свойствами жидкости (значениями кинетических коэффициентов и частоты плавучести). Значения средней высоты h_m и длины ячеек l_m в лабораторном и численном эксперименте изображены на фиг. 6. Результаты независимых опытов, повторенных при одних и тех же условиях, иллюстрируют степень воспроизводимости основных геометрических свойств картины сложного конвективного течения. В расчетах средняя высота ячеек монотонно растет со временем и на больших временах сравнивается с наблюдаемой.

Экспериментальные точки в двух опытах, выполненных в близких условиях, аппроксимируются линейными зависимостями $h = at + b$ (прямые 2, 3 на фиг. 6, а, $[h] = \text{см}$, $[t] = \text{мин}$), значения которых и среднеквадратическое отклонение σ приведены в табл. 1.

В целом различия экспериментальных и рассчитанных значений средней высоты ячеек незначительно превышают погрешности измерений и уменьшаются со временем.



Фиг. 6. Средняя высота h (а) и длина ячеек l (б) в численном (1) и лабораторном (2, 3) экспериментах

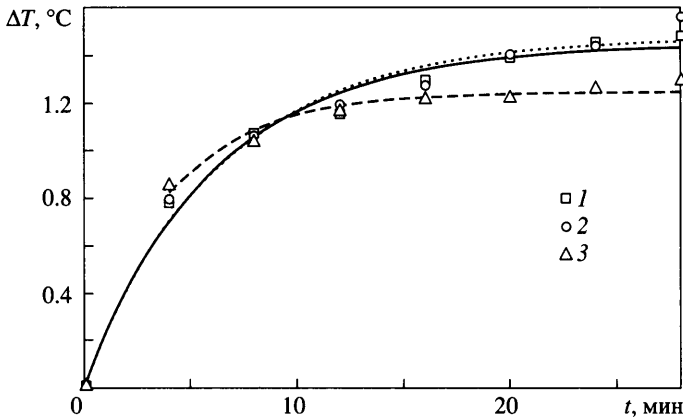
Рассчитанные значения высоты ячеек аппроксимированы также линейной зависимостью.

Зависимости изменения длины ячеек от времени, представленные на фиг. 6, б, практически совпадают друг с другом и согласуются с ранее выполненными измерениями в жидкостях с большими значениями градиента плотности [5, 10]. Они аппроксимируются также линейными зависимостями, которым соответствует постоянная скорость продвижения теплового фронта, равная 0.17 см/мин. Параметры приведены в табл. 2.

Постоянная скорость теплового фронта, отмеченная в данных и предыдущих опытах [5, 10], не согласуется с выводами [6], где в качестве масштаба используется большая по

Таблица 1

№	a	b	σ
1	0.018	0.76	0.06
2	0.01	1.10	0.05
3	0.01	1.04	0.06



Фиг. 7. Зависимость перегрева от времени, $P = 4.3$ Вт, $T_b = 20.9$ с в численном (1) и лабораторном (2, 3) экспериментах

сравнению с высотой ячейки величина (длина бассейна) и предполагается квадратичная зависимость длины ячеек от времени.

Зависимости температуры перегрева от времени в двух независимых опытах и результаты ее расчета [4] приведены на фиг. 7. Во всех случаях температура монотонно увеличивается и может быть аппроксимирована аperiодической зависимостью $\Delta T = c(1 - e^{-t/t_r})$, параметры которой приведены в табл. 3.

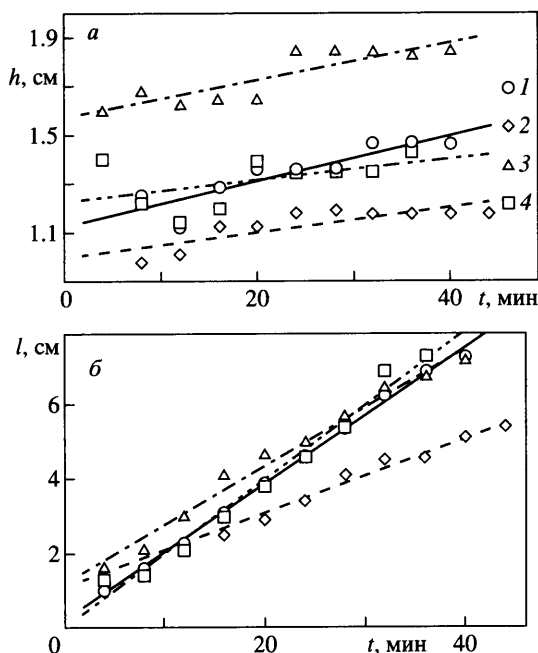
Такое поведение типично для процессов установления без изменения характера течения. Повышение температуры нагревателя обусловлено общим прогревом жидкости в области ячейистого течения. При сильных стратификациях и больших значениях подводимой мощности характер изменения температуры аппроксимируется более сложной функцией, описывающей переходный процесс, эквивалентный двум последовательным аperiодическим звеньям с различными постоянными времени [5]. Однако специальные опыты показали, что на границе диапазона существования ячеек рост температуры монотонный и при больших значениях градиента плотности. В целом следует отметить хо-

Таблица 2

№	c	d	σ
1	0.16	0.25	0.15
2	0.17	0.092	0.14
3	0.19	0.092	0.079

Таблица 3

№	c	t_r
1	1.44	6.0
2	1.47	6.3
3	1.24	3.9



Фиг. 8. Эволюция высоты h (а) и длины ячеек l (б) около нагревателей различного типа: 1 – $S = 4.4\%$, $T_b = 20.9$ с, электронагреватель; 2–4 – $S = 4.4\%$; $T_b = 20.47$ с; 2.2% ; 33.03 с; 65% ; 20.6 с, теплообменник

рошее совпадение результатов лабораторных экспериментов и численного моделирования процесса.

Высота и длина ячеек, приведенных на фиг. 8, аппроксимируются линейными зависимостями, параметры которых приведены в табл. 4 (высота) и 5 (длина).

Характер зависимостей геометрических параметров конвективных ячеек от времени и значения коэффициентов согласуются в случае и слабых (табл. 1–5) и сильных страти-

Таблица 4

№	a	b
1	0.0093	1.13
2	0.0051	0.998
3	0.0078	1.57
4	0.0045	1.23

Таблица 5

№	c	d
1	0.18	0.193
2	0.10	1.04
3	0.16	1.14
4	0.20	0.081

фикаций [5, 10], несмотря на заметное различие в термодинамических параметрах среды [9].

Толщины границ между ячейками слабо зависят от подводимой тепловой мощности и величины стратификации, что объясняется слабой зависимостью характерных микро-масштабов (δ_v и δ_u для скорости, δ_χ и δ_T для температуры и δ_s и δ_ρ для солености). Перестройка структуры при изменении величины перегрева происходит более энергично, чем формирование ячеистой структуры в однородно стратифицированной жидкости. Геометрические параметры вновь формирующейся структуры определяются средними свойствами среды и текущими параметрами нагрева. С уменьшением стратификации растет высота ячеек, что соответствует зависимости $h = k_a h_a$, причем значения коэффициента k_a в опытах при слабых и больших стратификациях [5, 10] согласуются между собой.

Заключение. Проведенные опыты показывают, что структура и динамика установления конвективного течения слабо зависят от значений базовой солености и градиента плотности и сильно – от величины и режима нагрева.

Параметры структур боковой термоконцентрационной конвекции, установленные для жидкостей с большими значениями градиентов плотности, сохраняются в средах со слабыми исходными градиентами при различных значениях базовой солености (в данных опытах $S_0 = 2.2$ и 65%).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской академии наук (программа ОЭМПУ РАН ОЭ-14 “Динамика и акустика неоднородных жидкостей, газожидкостных смесей и суспензий”) и РФФИ (№ 05-05-64090).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Г.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
2. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
3. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Групповой анализ частично симметризованной формы системы уравнений свободной термоконцентрационной конвекции // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 2. С. 14–26.
4. Sabbah C., Pasquetti R., Peyret R., Levitsky V., Chashechkin Y.D. Numerical and laboratory experiments of sidewall heating thermohaline convection // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2001. V. 44. № 14. P. 2681–2697.
5. Левицкий В.В., Чашечкин Ю.Д. Термоконцентрационная конвекция при однородном боковом нагреве // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 5. С. 112–124.
6. Malki-Epshtein L., Philips O.M., Huppert H.E. The growth and structure of double-diffusive cells adjacent to a cooled sidewall in a salt-stratified environment // J. Fluid Mech. 2004. V. 518. P. 347–362.
7. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Диссипативно-гравитационные волны в докритических режимах многокомпонентной конвекции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 4. С. 513–519.
8. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М. Морская вода. Справочное руководство. М.: Наука, 1979. 327 с.
9. Sodium Chloride / Ed. Kaufmann. D.W. N.Y.: Reinhold; L.: Chapman, 1960. 743 p.
10. Некрасов В.Н., Попов В.А., Чашечкин Ю.Д. Формирование периодической структуры конвективного течения при боковом нагреве стратифицированной жидкости // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. № 11. С. 1191–1200.