

УДК 551.465.41 : 551.558.1

© А. Е. Куприянова^{1,2*}, В. А. Гриценко², 2023

¹Балтийский федеральный университет им. И. Канта, 236041, Калининград, ул. А. Невского, д. 14

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Москва, Нахимовский пр-т, д. 36

*kupriyanova_ae@mail.ru

БАРОКЛИННЫЙ ФАКТОР В СМЕШЕНИИ ВОДЫ ПОГРУЖАЮЩЕГОСЯ ТЕРМИКА С ОКРУЖАЮЩЕЙ ЕГО ВОДОЙ

Статья поступила в редакцию 11.05.2023, после исправления 12.10.2023, принята в печать 23.11.2023

Аннотация

Представлены результаты исследования процесса взаимодействия погружающегося термика с окружающей его однородной водой. Анализ лабораторных течений в гидрлотке позволил выделить основные черты и особенности смешения термика и окружающей воды, заключающихся в присутствии множества высокоградиентных слоев в поле плотности, сохраняющихся на всем этапе активного погружения термика. Выделена промежуточная стадия трансформации вод термика, суть которой заключается в адвективно-вращательном характере смешения различных по плотности вод. Детализация обнаруженных особенностей эволюции плотностной структуры течения выполнена при помощи расчетных течений на 2d-нелинейной модели динамики неоднородной по плотности жидкости. Особенности плотностной структуры выявлены с использованием значений локальных градиентов плотности для внутренних узлов расчетной сетки. Кроме обычно используемых вертикальных и горизонтальных градиентов были рассчитаны градиенты плотности вдоль и поперек линий тока. Количественные оценки повторяемости высокоградиентных слоев показали значительную изменчивость в поле плотности течения, возникающую в результате сочетания малой скорости погружения термика (~0,3 см/с) и вихревого, адвективно-вращательного характера смешения его воды с окружающей. Выполнен анализ потенциальной устойчивости выбранных локальных областей течения. Расчет значений чисел Рейнольдса (Re) и Ричардсона (Ri) позволил предполагать ламинарный характер течения за исключением двух небольших зон в тыловой части погружающегося термика. Показана роль бароклинного механизма порождения завихренности как фактора взаимопроникновения вод термика и окружающей воды в процессе адвективно-вихревого движения.

Ключевые слова: выхолаживание воды с поверхности, завихренность, адвективно-вращательное смешение вод, градиенты поля плотности, высокоградиентные слои, переслоенность

© А. Е. Куприянова^{1,2*}, В. А. Гриценко², 2023

¹Immanuel Kant Baltic Federal University, 14 st. A. Nevsky, Kaliningrad, 236041, Russia

²Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

*kupriyanova_ae@mail.ru

BAROCLINIC FACTOR IN THE STIRRING OF WATERS OF A SINKING THERMAL WITH SURROUNDING FRESH WATER

Received 11.05.2023, Revised 12.10.2023, Accepted 23.11.2023

Abstract

The results of studying the process of stirring of a sinking thermal (small volume of denser water) with surrounding water are presented. The analysis of laboratory flows in a hydroflume has been allowed to identify the main peculiarities of the stirring of the thermal and the surrounding water. The essence of one of these features concluded in the presence of many high-gradient layers in the density field. The phase of an advective-rotational nature of the stirring of thermal waters with different density has been identified. Detailing of the evolution of the flow density structure was performed using the calculated flows on a 2d-nonlinear model of the dynamics of a fluid that is inhomogeneous in density. Features of the density structure are revealed using the values of local density gradients for the internal nodes of the computational grid. The density gradients along and across the streamlines

Ссылка для цитирования: Куприянова А.Е., Гриценко В.А. Бароклинный фактор в смешении воды погружающегося термика с окружающей его водой // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 4. С. 8–17. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(4)-1

For citation: Kupriyanova A.E., Gritsenko V.A. Baroclinic Factor in the Stirring of Waters of a Sinking Thermal with Surrounding Fresh Water. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023, 16, 4, 8–17. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(4)-1

were calculated. Quantitative estimates of the repeatability of high-gradient layers have shown significant variability in the flow density field. An analysis of the potential stability of the selected local regions of the flow has been carried out. The calculation of the Reynolds (Re) and Richardson (Ri) numbers has been allowed to assume a laminar nature of the flow, with the exception of two small zones in the back part of the sinking thermal. The role of the baroclinic mechanism of vorticity generation as a structure-forming factor in the formation of a distinguished stage of advective-vortex movement within interpenetration of thermal with surrounding water has shown.

Keywords: water cooling from the surface, vorticity, advective-rotational water stirring, density field gradients, high-gradient layers, layering

1. Введение

Выхолаживание морских вод с поверхности и возникающие при этом конвективные движения обладают сложной пространственно-временной структурой. При потере тепла приповерхностная вода становится холоднее и плотнее, чем нижележащая, что провоцирует возникновение тонкого термического поверхностного слоя с гидростатически неустойчивым распределением плотности. На нижней границе пограничного слоя спорадически зарождаются термики, которые формируют переходный слой и ограничивают при этом толщину поверхностного погранслоя [1–4]. Суточная и/или сезонная изменчивость вертикальной термической структуры воды позволяет констатировать значимость данного механизма для моря [2, 5–9]. В основе проникновения холода с поверхности лежит перенос и перемешивание воды погружающихся термиков с окружающей, которое порождает значительные флуктуации плотности в переходном слое [10–11]. Характер этого процесса оценивался сначала как молекулярный, а потом как турбулентный [1–4, 11–14]. Причем заключение о турбулентном характере перемешивания делалось, по большей части, на основе визуальных наблюдений за распределениями плотности течений, создаваемых в лабораторных установках.

Вместе с тем анализ большей части, приводимых в работах примеров [1, 11, 13–14], позволяет говорить лишь о значительной изменчивости плотности, наблюдаемой в окрестности погружающихся термиков. Например, при боковом диффузионном охлаждении в исследованиях речных стоков [15] наблюдаются расслоения в виде множественных интрузий в соленую воду моря, которые возникают в результате частичного смешения вовлеченной окружающей воды с водой другой плотности [16]. Оценки скорости погружения термиков показывают достаточно малые значения, порядка долей см/с, и свидетельствуют в пользу предположения о ламинарном характере динамики воды [1–4, 11, 17]. Наши наблюдения в гидрлотке за погружением одиночных термиков и особенностями распределения плотности воды [18] также позволяют предполагать о ламинарности течения и молекулярной диффузии в зонах контакта разных по плотности вод.

Целью данной работы стало изучение процесса перемешивания погружающегося термика с окружающей водой на основе визуальных наблюдений в лабораторных экспериментах и анализа модельных расчетов.

2. Эксперименты в гидрлотке

На рисунке 1 приведены фотографии погружающегося термика в рабочем пространстве гидрлотки. Параметры термика на фотографии: превышение плотности по сравнению с окружающей водой $\Delta\rho_0 = 0,0001 \text{ г/см}^3$, объем — 2 см^3 . На фотографиях отчетливо видны слои воды с различной плотностью, значения которой коррелируют с интенсивностью цвета. Описание лабораторной установки и методика формирования термиков в приповерхностном слое воды приведены в работах авторов [18–20].

Комментируя наблюдаемые в лотке особенности динамики неоднородной по плотности воды, отметим, что сразу после начала погружения термика возникают условия для зарождения завихренности и возникновения локального вращения воды. Действительно, на внешних границах термика изопикнические и изобарические поверхности не совпадают, что, согласно теореме Бьеркнеса [21], приводит к возникновению завихренности. Разные знаки завихренности на противоположных (относительно оси симметрии) границах термика обеспечивают трансформацию начальной формы термика сначала в грибовидную (рис. 1, а), а затем — в вихревое кольцо (рис. 1, б).

Наблюдаемая авторами общая картина течений свидетельствует о присутствии множества слоев воды с различной плотностью на этапе активного взаимодействия погружающегося термика и окружающей воды (см. перепады концентрации цвета на рис. 1). Известно, что под перемежаемостью принято понимать одновременное сосуществование в поле течения областей с различным типом динамики вод [10]. В рассматриваемом случае погружения термика можно говорить о перемежаемости слоев воды с различной плотностью, или — о переслоенности. Существование таких слоёв, а также малые скорости погружения

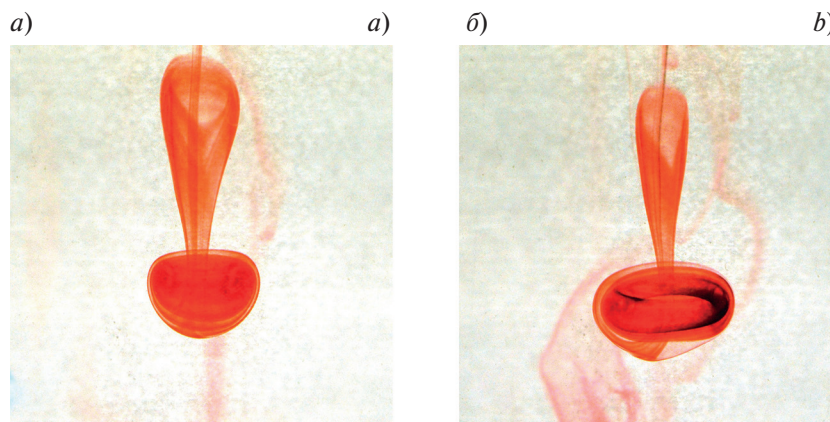


Рис. 1. Общий вид двух последовательных фаз погружающегося термика ($\Delta\rho_0 = 10^{-4}$ г/см³, $V = 2$ мл), отражающих приобретение грибовидной формы (а) и начало преобразования в вихревое кольцо (б)

Fig. 1. General view of two successive phases of a sinking thermal ($\Delta\rho_0 = 10^{-4}$ g/cm³, $V = 2$ ml) has shown: a mushroom shape of thermal (a) and the beginning of transformation into a vortex ring (b)

($\sim 0,3$ см/с для параметров термика из рис. 1), подтверждаются предположение о ламинарном характере течений, возникающих при погружении термиков в лотке. Отметим, что приведенная величина скорости погружения близка к зафиксированной в экспериментах других авторов [1, 11, 14, 17].

Анализ всей совокупности данных по лабораторным экспериментам показал, что в процессе погружения термиков, случайным образом зарождающихся в приповерхностном слое воды, может быть выделена ранее не отмечаемая фаза [4, 12, 22] вихревого (адвективно-вращательного) смешения термиков с окружающей водой. Началом стадии следует считать зарождение термиков каплевидной формы на нижней границе термического пограничного слоя. В момент отрыва термика от приповерхностного слоя начинается процесс генерации завихренности бароклинической природы, и возникает вихревое (вращательное) движение, благодаря чему термик приобретает грибовидную форму (рис. 1, а). Дальнейшее вовлечение окружающей воды в движение собственной воды термика способствует замедлению скорости его погружения и росту пространственных масштабов, в результате которого начинается формирование вихревого кольца (рис. 1, б). Финалом описываемой стадии трансформации термика следует считать значительное замедление погружения сформировавшегося вихревого кольца, и начало диффузионного этапа сглаживания плотностных неоднородностей.

Процесс перемешивания различных субстанций в окрестности постоянного точечного вихря подробно обсуждался в обзоре [17], в котором в пункте 3.1.2 рассматривалось закручивание ламели (англ. lamellae) по спирали вокруг центра вихря (см. рис. 5, а в [17]) и её медленное диффузионное расширение. Феноменологически близким по вихревому характеру смешивания (вихрь Лэмба-Озеена) к полученным результатам оказалось наблюдаемое в гидрлотке (рис. 1, б) спиралевидное движение воды термика и его окружающей вокруг локального максимума завихренности, и длительное сохранение отличающихся по плотности слоев воды, т.е. переслоенности воды в зоне вихря. В описываемом лабораторном течении адвективно-вращательный механизм взаимопроникновения двух субстанций в виде некоторых макроскопических аналогов ламелей — вытянутых, перистых по форме плотностных неоднородностей толщиной до 1–2 мм — происходит быстрее, чем молекулярная диффузия через их границы.

На протяжении описанной стадии эволюции термика в лабораторных условиях можно отметить изменчивость значений плотности, коррелируемую с интенсивностью цвета красителя, возникшую в процессе вовлечения в термик окружающей воды. Таким образом, флуктуации в поле плотности действительно наблюдаются при ламинарном характере течения, но их появление связано с вихревым характером динамики вод, определяющей взаимопроникновение термика и окружающей воды. Детализация особенностей течения неоднородной по плотности воды, возникающего при погружении термика, была выполнена при помощи расчетов на численной модели.

3. Детализация и анализ данных экспериментов

Численные эксперименты были выполнены на нелинейной 2d-модели динамики неоднородной по плотности жидкости в вертикальной плоскости [19–20]. Уравнения модели в переменных завихренности — функция тока — плотность были дополнены уравнениями переноса двух пассивных трассеров нейтральной плавучести для выделения необходимых деталей в возникающих течениях. Главным отличием от ранее рассмотренных течений конвективной природы стало использование на верхней границе модельного пространства условия твердой крышки со скольжением, что позволило учесть в модели возможность горизонтальных движений жидкости на ее свободной поверхности. Кроме того, модельный аналог термика (плотностная неоднородность) в начальный момент времени задавался в приповерхностном слое, а его верхняя грань совпадала с верхней границей модельного пространства. Сделанные изменения позволили приблизить модельные расчеты к условиям лабораторных экспериментов. Расчеты выполнены на сетке 1001×601 с безразмерной пространственной дискретизацией 0,05. Термик был задан на области сетки в 31×31 расчетный узел. Характерные масштабы расчетного течения (длины, скорости и отклонения плотности от окружающей воды), графики которого будут представлены ниже, были равны, соответственно, $h_0 = 1$ см, $u_0 = 0,6$ см/с, $\Delta\rho_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ г/см³.

На рисунке 2 приведены распределения полей, функции тока и завихренности для одной из фаз расчетного течения. Здесь и далее все графики приведены только для части модельного пространства, полные размеры которого составляли $[0,0; 50,0] \times [0,0; 30,0]$.

Использование одномерных уравнений горизонтального переноса для завихренности и плотности, записанных на верхней границе модельного пространства в рамках приближения твердой крышки со скольжением, позволили получить в расчетах форму следа (хвоста) за погружающимся термиком, обычно наблюдаемую в лабораторных экспериментах. На приведенном распределении плотности (рис. 2, а) хорошо видна уже сформировавшаяся грибовидная форма погружающегося термика. Геометрия изолиний завихренности и функции тока говорят о вихревом характере сформировавшегося течения неоднородной по плотности воды.

Дополнительные расчеты распределения горизонтальных и вертикальных градиентов плотности показали высокую изменчивость поля плотности, что могло стать причиной, наблюдаемых другими авторами,

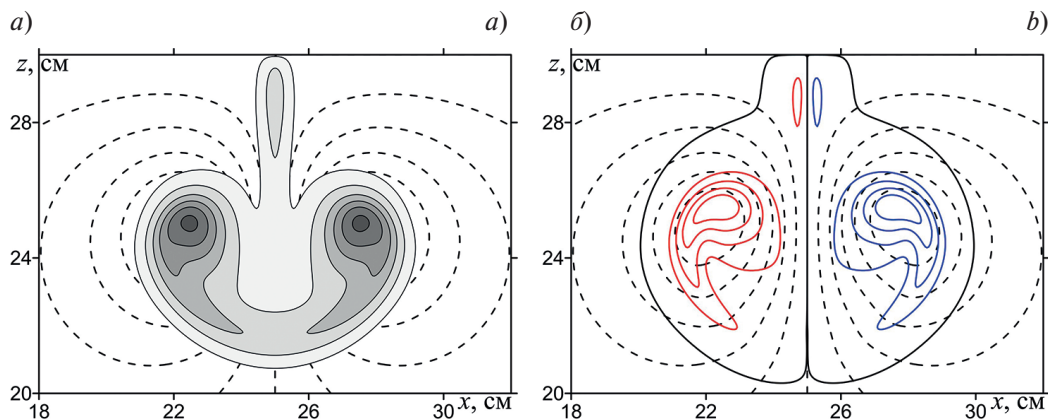


Рис. 2. Общий вид распределений плотности (а) и динамики (б) неоднородной по плотности воды на этапе начала трансформации термика в вихревое кольцо. Изолинии: плотности — черные линии с серой заливкой, $\sigma = \Delta\rho / \Delta\rho_0 \in [0,1; 0,7; 0,15]$; функции тока $\psi \in [-1,2; 1,2; 0,4]$, штриховые линии. Хорошо различимы локальные максимумы завихренности разного знака: $\omega = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \in [-1,0; 1,0; 0,2]$, синие линии соответствуют отрицательным значениям, красные — положительным, а тонкие черные линии — нулевому значению

Fig. 2. General view of density distributions (a) and dynamics (b) of density-inhomogeneous water at the phase of the beginning of thermal transformation into a vortex ring. Isolines: density — black lines with gray fill, $\sigma = \Delta\rho / \Delta\rho_0 \in [0,1; 0,7; 0,15]$; current functions $\psi \in [-1,2; 1,2; 0,4]$, dashed lines. Local vorticity maxima of different signs are clearly distinguishable: $\omega = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \in [-1,0; 1,0; 0,2]$, blue lines correspond to negative values, red lines to positive values, and thin black lines to zero values

флуктуаций в этом поле. Таким образом, для расчетного течения, как и для лабораторного (рис. 1), можно констатировать существование множества высокоградиентных слоев в поле плотности. Наиболее отчетливо переслоенность поля плотности проявлялась в распределениях градиентов плотности, рассчитанных вдоль (*a*) и поперек (*b*) линий тока (рис. 3).

Приведенные на рисунке 3 распределения градиентов плотности вдоль (*a*) и поперек (*b*) линий тока свидетельствуют о значительной изменчивости плотности, сформировавшейся на фоне медленного погружения термика и возникновения вихревого (вращательного) характера движений его воды, вследствие появления завихренности бароклинной природы [21]. Вращательный характер течений при взаимопроникновении воды термика и окружающей, может быть интерпретирован, как один из вариантов вихревой диффузии [23], подтверждающей возможность спиралевидного проникновения одной жидкости в другую.

Существование множества слоев с различной плотностью подтверждается детализацией соответствующего поля модельных течений с использованием значений градиентов плотности вдоль (σ'_n) и поперек (σ'_t) линий тока (рис. 4) путем подсчета количества узлов расчетной сетки, входящих в эти слои. Общий диапазон изменчивости безразмерных значений градиентов для всего анализируемого этапа эволюции термика определяется интервалом $[0,0015; 0,022]$. Количество узлов сетки с относительно большими значениями градиентов плотности (0,014–0,022) присутствуют от начала трансформации термика до приобретения им грибовидной формы, причем с каждым шагом по времени увеличивается их количество — от 50 до 319 (для $\sigma'_t \approx 0,022$). На позднем этапе развития течения количество узлов сетки с большими градиентами плотности сокращается под действием молекулярной диффузии.

Приведенные оценки подтверждают существенную изменчивость поля плотности течения. Количество узлов сетки с относительно меньшими по величине градиентами плотности (0,0015–0,012) изначально преобладает, и их количество с течением времени увеличивается от 84 до 494 (для $\sigma'_t \approx 0,012$). Кроме того, необходимо отметить преобладание количества узлов сетки с малыми значениями градиентов плотности вдоль линий тока (541; для $\sigma'_t \approx 0,014$) над значениями поперек линий тока (305; для $\sigma'_n \approx 0,014$) на этапе активного погружения термика (time = 17,5). Таким образом, наличие множества высокоградиентных слоев в поле плотности течения погружающегося термика, или переслоенность поля плотности, действительно имеет место быть.

Для расчетных течений были выполнены оценки потенциальной неустойчивости локальных областей анализируемого течения. Классический вариант расчета чисел Рейнольдса (Re) и Ричардсона (Ri) оказался невозможен из-за сложной структуры течения. Поэтому были найдены квазивертикальные и квазигоризонтальные участки течения, для которых оказалось возможным выполнить расчет локального числа Рейнольдса и числа Ричардсона ($Re1_k = U_k \cdot \Delta X / \nu_0$, где U_k и ΔX — размерные скорость и масштаб дискретизации, k — номер слоя расчетной сетки, $Ri = [(g / \rho_0) \cdot \partial \rho / \partial z] / (\partial U / \partial z)^2$). Графики соответствующих значений чисел Re1 и Ri приведены на рис. 5.

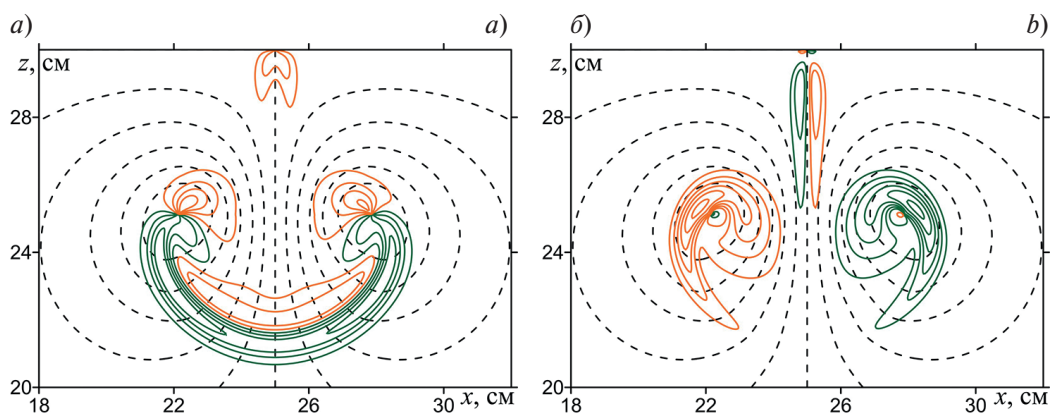


Рис. 3. Распределения градиентов поля плотности: *a* — вдоль ($\sigma'_t \in [-0,18; 0,18; 0,04]$), *b* — поперек ($\sigma'_n \in [-0,35; 0,35; 0,05]$) и линии тока (штриховые линии, $\psi \in [-1,2; 1,2; 0,4]$) для той же фазы погружения термика. Зеленые линии соответствуют отрицательным значениям градиентов, а оранжевые — положительным

Fig. 3. Distributions of density field gradients: *a* — along ($\sigma'_t \in [-0,18; 0,18; 0,04]$), *b* — across ($\sigma'_n \in [-0,35; 0,35; 0,05]$) and current lines (dashed lines, $\psi \in [-1,2; 1,2; 0,4]$) for the same phase of deepening thermal. Green lines correspond to negative values, and orange lines correspond to positive values of the density field gradients

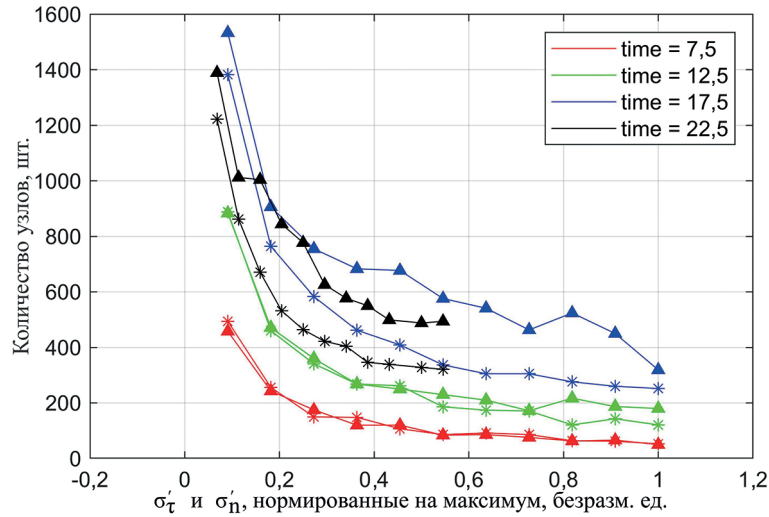


Рис. 4. Гистограмма распределения количества узлов расчетной сетки, соответствующих десяти интервалам значений (общий диапазон: от 0,1 до 0,23) градиентов плотности вдоль (σ'_t , на рисунке — треугольники) и поперек (σ'_n , на рисунке — звездочки) линий тока для четырех фаз погружения термика: time = 7,5 (красная линия); 12,5 (зеленая линия); 17,5 (синяя линия); 22,5 (черная линия). По вертикали — количество узлов интервала значений (от 80 до 1533), по горизонтали — нормированные на максимум значения градиентов плотности (от 0 до 1)

Fig. 4. Histogram of the distribution of the number of computational grid nodes corresponding to ten intervals of values (total range: from 0.1 to 0.23) of density gradients along (σ'_t , triangle in the figure) and across (σ'_n , asterisk in figure) current lines for four phases of thermal immersion: time = 7.5 (red line); 12.5 (green line); 17.5 (blue line); 22.5 (black line). Vertically — the number of nodes in the range of values (from 80 to 1533), horizontally — values of density gradients normalized to the maximum (from 0 to 1)

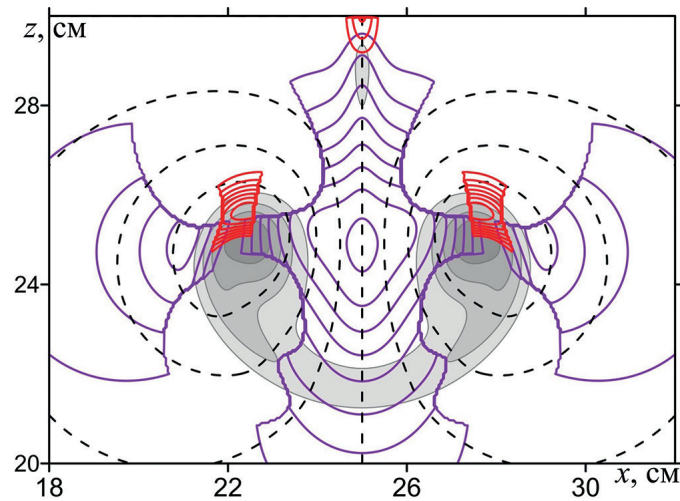


Рис. 5. Распределения значений локальных чисел Рейнольдса (Rel) и Ричардсона (Ri) для квази-горизонтальных и квазивертикальных участков течения. Значения локальных чисел Рейнольдса (лиловые линии) изменяются в диапазоне [0,45; 3,6; 0,45], чисел Ричардсона (полужирные красные области) — [$<0,25$]. Значения изолиний плотности и линий тока составляли: $\sigma \in [0,05; 0,25; 0,05]$ серые линии с заливкой и $\psi \in [-1,2; 1,2; 0,3]$ черные штриховые линии

Fig. 5. Distributions of values of local Reynolds numbers (Rel) and Richardson numbers (Ri) for quasi-horizontal and quasi-vertical sections of the flow. The values of local Reynolds numbers (violet lines) vary in the range [0.45; 3.6; 0.45], Richardson numbers (bold red areas) — [<0.25]. The values of density isolines and current lines were: $\sigma \in [0.05; 0.25; 0.05]$ filled gray lines and $\psi \in [-1.2; 1.2; 0.3]$ black dashed lines

Полученные оценки показали, что сдвиговая неустойчивость в выделенных локальных областях мала, и значения локальных чисел Re_l составляют первые единицы. Как оказалось, связь между локальными и классическими числами Рейнольдса легко устанавливается. Оценивая сумму локальных чисел Рейнольдса по сечению найденного локального квазисдвиговой ($<5\% U_0$) и слабо стратифицированного по плотности ($<5\% \Delta\sigma/\Delta z$) области течения, получим (1):

$$\sum_{k=1}^n Re_l_k = \sum_{k=1}^n \frac{\Delta X \cdot U_k}{\nu_0} = \frac{\Delta X \cdot n}{\nu_0} \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n U_k \right) \approx \frac{H_0 \cdot U_{sr}}{\nu_0} \approx Re, \quad (1)$$

где $U_{sr} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n U_k$; $H_0 = \Delta X \cdot n$, k — номер узла расчетной сетки. Таким образом, малость всех локальных чисел Рейнольдса позволяет говорить о незначительной величине классического числа Рейнольдса для сечения выделенного участка течения.

Расчет чисел Ричардсона показал наличие небольших по площади потенциально неустойчивых зон течения со значениями Ri меньше критического в 0,25. В результате, потенциальные условия для появления турбулентности действительно существуют, но положение (вне зоны переслоенности плотности) и небольшой размер данной области в тыловой части термика (см. рис. 5) вряд ли может оказать существенное влияние на плотностную структуру всего течения. Выполненный анализ устойчивости течения не может считаться полным, но вместе с наблюдаемым характером поведения лабораторных течений сделанное предположение о ламинарном характере течения в целом вполне обоснованно.

4. Выводы

Детализация процессов погружения термиков, полученная при анализе расчетных течений, позволила выделить и охарактеризовать новую, ранее не описанную стадию трансформации их водной массы. Суть выделенной стадии заключается в обнаружении доминирования адвективно-вихревого характера взаимодействия термика и окружающей воды над молекулярной диффузией. Причем взаимодействие разной по плотности воды обусловлено генерацией завихренности бароклинной природы на внешних границах термика. Свое существование стадия начинает после вовлечения в вихревое движение воды термика и начала «втягивания» в него окружающей. Финальный этап стадии связан с превращением грибовидного по форме термика в вихревое кольцо и существенным замедлением его погружения. После этого для лабораторных течений возникал либо распад кольца на меньшие по размеру термики при наличии достаточного запаса отрицательной плавучести, либо прекращение погружения вихревого кольца и начала работы молекулярной диффузии, завершающей фазу смешения воды термика с окружающей водой.

Роль бароклинного фактора в интрузионном расслоении на гидрологических фронтах в океане известна давно [1, 16, 24]. Выполненные лабораторные и численные эксперименты подтвердили значимость бароклинного порождения завихренности на формирование структуры течений [14, 25–26]. Однако и в океане, и в лотке возникающие интрузии обладали квазигоризонтальным характером распространения. Вращательно-адвективное взаимопроникновение воды термика и окружающей порождает спиралевидную по форме плотностную переслоенность вод, в отличие от квазигоризонтальных интрузий при расслоении на фронтах [16, 24].

Анализ совокупности данных визуальных наблюдений, их цифрового представления и модельных течений показал малые скорости погружения термиков. Данная особенность позволяет предположить ламинарный характер движений воды, возникающий при погружении термика, что объясняет возможность существования высокоградиентных слоев или, другими словами, переслоенности поля плотности, как для лабораторных, так и для расчетных течений. Временной интервал эволюции формы термика — от начальной каплевидной формы до превращения в вихревое кольцо, — много меньше диффузионного масштаба времени. Отмечаемое во многих работах наличие флуктуаций в поле плотности (температуры) может быть объяснено присутствием множества высокоградиентных слоев в этом поле. Возникновение завихренности бароклинной природы способствует спиралевидному захвату расположенной рядом неподвижной воды внутрь термика, что позволяет говорить о том, что адвективно-вращательное взаимопроникновение различных по плотности вод происходит быстрее, чем процесс молекулярной диффузии.

Полученные в работе оценки критерия сдвиговой неустойчивости для выделенных локальных областей течения показали, что значения чисел Рейнольдса (Re) не превышают первых десятков единиц, а для числа Ричардсона (Ri) нашлись небольшие области течения со значениями меньше 1/4. Таким образом, потенциальные условия для возникновения турбулентности могут существовать при данных значениях начальных параметров задачи, но вряд ли могут оказать существенное влияние на плотностную структуру всего

течения в целом. Наши оценки свидетельствуют в пользу предположения о ламинарном, адвективно-вихревом смешении воды термика и окружающей для этапа начального развития конвекции в природе в период, когда отдельные термики ещё не начали взаимодействовать между собой.

Следует отметить, что в наших экспериментах различия в плотности обуславливались соленостью, а не температурой, тогда как в естественной океанической среде доминирует процесс термодиффузии. Поскольку коэффициент молекулярной диффузии тепла в сто раз больше коэффициента молекулярной диффузии соли, можно ожидать более быстрое уничтожение возникших плотностных неоднородностей в естественных условиях по сравнению с лабораторными экспериментами. Однако сам процесс формирования плотностных неоднородностей за счет описанного адвективно-вращательного взаимопроникновения вод термика и окружающей пресной воды должен иметь схожий характер независимо от типа стратификации (соленостная или температурная).

В итоге, можно констатировать, что в условиях начала свободной конвекции и при отсутствии фоновой мелкомасштабной турбулентности (возникшей, например, вследствие обрушения ветровых волн на поверхности воды), наблюдаемые в экспериментах флуктуации значений плотности могут возникнуть в результате адвективно-вращательного (вихревого) смешения воды термика с окружающей его водой.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-27-00150, <https://rscf.ru/project/23-27-00150/>.

Funding

The investigations are supported by Russian Science Foundation via grant No. 23-27-00150, <https://rscf.ru/en/project/23-27-00150/>.

Литература

1. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977. 431 с.
2. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980. 549 с.
3. Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Тонкая структура термического погранслоя в воде у поверхности раздела вода-воздух // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977. Т. 13, № 12. С. 1268–1277.
4. Гинзбург А.И., Дикарев С.Н., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Феноменологические особенности конвекции в жидкости со свободной поверхностью // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, № 4. С. 400–407.
5. Хунджуга Г.Г., Гусев А.М., Андреев Е.Г., Скорохватов Н.А., Гуров В.В. О структуре поверхностной холодной пленки океана и о теплообмене океана с атмосферой // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977. Т. 13, № 7. С. 753–758.
6. Imberger J. The diurnal mixed layer // Limnology and Oceanography. 1985. Vol. 30. P. 737–770.
7. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 303 с.
8. Дийкстра Х.А. Нелинейная физическая океанография / пер. с англ. Ю.Г. Израильского, Ю.В. Колесниченко, В.Н. Зырянова. М. — Ижевск: Институт компьютерных исследований; НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2007. 680 с.
9. Fernandez R.L., Imberger J. Relative Buoyancy Dominates Thermal-Like Flow Interaction along an Incline // Journal of Hydraulic Engineering. 2008. Vol. 134, N 5. P. 636–643.
10. Townsend A.A. The mechanism of entrainment in the turbulent flows // Journal of Fluid Mechanics. 1966. Vol. 26, N 4. P. 689–715.
11. Бунэ А.В., Гинзбург А.И., Полежаев В.И., Федоров К.Н. Численное и лабораторное моделирование развития конвекции в охлаждающемся с поверхности слое воды // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21, № 9. С. 956–963.
12. Джалаурия Й. Естественная конвекция. М.: Мир, 1983. 399 с.
13. Абрамян Т.О., Кудин А.М. Лабораторное исследование взаимодействия пятен перемешанной жидкости при их растекании в стратифицированной среде // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19, № 9. С. 888–891.
14. Bouffard D., Wüest A. Convection in Lakes // Annual Review Fluid Mechanics. 2019. Vol. 51. P. 189–215. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040506

15. Cortés A., Fleenor W.E., Wells M.G., de Vicente I., Rueda F.J. Pathways of river water to the surface layers of stratified reservoirs // *Limnology and Oceanography*. 2014. Vol. 59. P. 233–250. doi:10.4319/lo.2014.59.1.0233
16. Baines P.G. Mixing in flows down gentle slopes into stratified environments // *Journal of Fluid Mechanics*. 2001. Vol. 443. P. 237–270.
17. Villiermaux E. Mixing Versus Stirring // *Annual Review Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 51. P. 245–273. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040306
18. Kupriyanova A.E., Gritsenko V.A. Sinking patches of salt water on a slope of bottom surrounded by fresh water: dynamics and structural features of density front propagation up the slope // *Journal of Oceanological Research*. 2022. Vol. 50, N 2. P. 106–124. doi:10.29006/1564-2291.JOR-2022.50(2).5
19. Волкова А.А., Гриценко В.А. Особенности циркуляции, возникающей при погружении с поверхности конечного объема воды с отрицательной плавучестью // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2019. Т. 12, № 3. С. 26–35. doi:10.7868/S2073667319030043
20. Куприянова А.Е., Гриценко В.А. Лабораторное и численное исследование особенностей процесса выхолаживания воды с поверхности в прибрежных водах // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2021. Т. 57, № 4. С. 484–494 doi:10.31857/S0002351521040076
21. Гилл А. Динамика атмосферы и океана: В 2-х т. Т. 1. / Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 396 с.
22. Баренблатт Г.И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво стратифицированной жидкости // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1978. Т. 14, № 2. С. 195–206.
23. Новиков Е.А. О динамике вихревой диффузии // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1971. Т. 7, № 10. С. 1087–1089.
24. Журбас В.М., Кузьмина Н.П., Лозовацкий И.Д. Роль бароклинности в интрузионном расслоении океана // *Океанология*. 1988. Т. 28, № 1. С. 50–53.
25. Гриценко В.А., Чубаренко И.П. Об особенностях структуры фронтальной зоны придонных гравитационных течений // *Океанология*. 2010. Т. 50, № 1. С. 26–32.
26. Ингель Л.Х. Возникновение вихревого движения, обусловленное дифференциальной диффузией // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55, № 3. С. 36–40. doi:10.31857/S0002-351555336-40

References

1. Turner J.S. Buoyancy Effects in Fluids. *New York, Cambridge Univ. Press*, 1973. 367 p.
2. Scorer R. Environmental Aerodynamics. *Wiley*, 1978. 488 p.
3. Ginsburg A.I., Zatsepin A.G., Fedorov K.N. Fine structure of the thermal boundary layer in the water near air-water interface. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1977, 13 (12), 1268–1277 (in Russian).
4. Ginsburg A.I., Dikarev S.N., Zatsepin A.G., Fedorov K.N. Phenomenological features of convection in liquids with a free surface. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1981, 17 (4), 400–407 (in Russian).
5. Khundzhua G.G., Gusev A.M., Andreyev Ye.G., Skorokhvatov H.A., Gurov V.V. On the structure of the surface cold film of the ocean and on the heat exchange between the ocean and the atmosphere. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1977, 13 (7), 753–758 (in Russian).
6. Imberger J. The diurnal mixed layer. *Limnology and Oceanography*. 1985, 30, 737–770.
7. Fedorov K.N., Ginsburg A.I. The Near-Surface Layer of the Ocean. *VSP-BV, Utrecht*, 1992. 256 p.
8. Dijkstra H.A. Nonlinear physical oceanography: A dynamical systems approach to the large scale ocean circulation and El Niño. *New York, Springer Science + Business Media Publ.*, 2005. 532 p.
9. Fernandez R.L., Imberger J. Relative Buoyancy Dominates Thermal-Like Flow Interaction along an Incline. *Journal of Hydraulic Engineering*. 2008, 134 (5), 636–643.
10. Townsend A.A. The mechanism of entrainment in the turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 1966, 26(4), 689–715.
11. Bune A.V., Ginsburg A.I., Polezhaev V.I., Fedorov K.N. Numerical and laboratory modelling of the development of convection in a water layer cooling from its surface. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1985, 21(9), 956–963 (in Russian).
12. Jaluria Y. Natural Convection Heat and Mass Transfer. / Ed. by S.L. Vishnevetsky. *Pergamon*, 1980. 326 p.
13. Abramyan T.O., Kudin A.M. Laboratory study of the interaction of mixed liquid spots during their spreading in a stratified medium. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1983, 19(9), 888–891 (in Russian).
14. Bouffard D., Wüest A. Convection in Lakes. *Annual Review Fluid Mechanics*. 2019, 51, 189–215. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040506
15. Cortés A., Fleenor W.E., Wells M.G., de Vicente I., Rueda F.J. Pathways of river water to the surface layers of stratified reservoirs. *Limnology and Oceanography*. 2014, 59, 233–250. doi:10.4319/lo.2014.59.1.0233

16. Baines P.G. Mixing in flows down gentle slopes into stratified environments. *Journal of Fluid Mechanics*. 2001, 443, 237–270.
17. Villiermaux E. Mixing Versus Stirring. *Annual Review Fluid Mechanics*. 2019, 51, 245–273. doi:10.1146/annurev-fluid-010518-040306
18. Kupriyanova A.E., Gritsenko V.A. Sinking patches of salt water on a slope of bottom surrounded by fresh water: dynamics and structural features of density front propagation up the slope. *Journal of oceanological research*. 2022, 50(2), 106–124. doi:10.29006/1564-2291.JOR-2022.50(2).5
19. Volkova A.A., Gritsenko V.A. Features of the circulation arising while sinking from the surface of a finite volume of water with negative buoyancy. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2019, 12(3), 26–35. doi:10.7868/S2073667319030043 (in Russian).
20. Kupriyanova A.E., Gritsenko V.A. Laboratory and Numerical Study of the Peculiarities of Sea Surface Cooling in Coastal Waters. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*. 2021, 57, 425–434. doi:10.1134/S0001433821040186
21. Gill A.E. Atmosphere–Ocean Dynamics. *New York, Academic press*, 1982. 662 p.
22. Barenblatt G.I. Dynamics of turbulent patches and intrusions in a stably stratified fluid. *Izvestiya AN SSSR, Seriya Fizika i Atmosfera okeana*. 1978, 14(2), 195–206 (in Russian).
23. Novikov E.A. On the dynamics of vortex diffusion. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1971, 7 (10), 1087–1089 (in Russian).
24. Zhurbas V.M., Kuz'mina N.P., Lozovatskii I.D. Role of baroclinity for intrusion layering of the ocean. *Oceanology*. 1988, 28(1), 34–36.
25. Gritsenko V.A., Chubarenko I.P. On features of structure of bottom gravity current frontal zone. *Oceanology*. 2010, 50, 28–35. doi:10.1134/S0001437010010030
26. Ingel L.H. Vortex motion driven by differential diffusion. *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*. 2019, 55, 257–260. doi:10.1134/S0001433819020075

Об авторах

КУПРИЯНОВА Анастасия Евгеньевна, РИНЦ AuthorID: 1113993, ORCID ID: 0000-0002-2371-8352, Scopus AuthorID: 57227668900, WoS ResearcherID: ABA-7866–2021, kupriyanova_ae@mail.ru

ГРИЦЕНКО Владимир Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, РИНЦ AuthorID: 59763, ORCID ID: 0000-0002-2499-6768, Scopus AuthorID: 8261739700, WoS ResearcherID: I-6043–2016, gritsenko-vl-al@mail.ru