

Лабораторное моделирование прибрежного даунвеллингового течения и связанного с ним придонного экмановского слоя на наклонном дне во вращающейся однородной и стратифицированной жидкости

Д. Н. Елкин*, А. Г. Зацепин

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия

**E-mail: dmelkin@mail.ru*

Поступила 12.12.2017 г., после доработки – 31.01.2018 г.

В бассейне, расположенном на вращающейся платформе, проведены лабораторные опыты по исследованию динамики даунвеллингового прибрежного течения над наклонным дном. Течение создавалось с помощью источника постоянного расхода воды той же плотности (баротропный случай) или меньшей плотности (бароклинный случай) по сравнению с водой в бассейне. Выявлены некоторые закономерности динамики прибрежного даунвеллингового течения и связанного с ним придонного экмановского слоя в баротропном и бароклинном случаях. Установлено, что не только в баротропном, но и в бароклинном случае (при определенных условиях) происходит формирование придонного экмановского слоя с нисходящим переносом воды прибрежного даунвеллингового течения. Показано, что в бароклинном случае при не слишком большом перепаде плотности между водой в источнике и водой в бассейне менее плотная вода из источника попадает в придонный экмановский слой, который при этом испытывает конвективную неустойчивость. Определены критерии перехода от баротропного режима течения к бароклинному, т. е. к конвективной неустойчивости придонного экмановского слоя. Установлено, что конвекция в придонном слое развивается при значениях числа Рэлея, намного превышающих критические значения, характерные для ламинарного пограничного слоя во вращающейся жидкости. Действительно, придонный экмановский слой в данных опытах не являлся чисто ламинарным: его толщина была значительно большей, чем для ламинарного течения. Следовательно, коэффициент эффективной вязкости в этом слое также был больше значения кинематической вязкости, по которому рассчитывалось критическое число Рэлея. При достаточно большой разнице плотности между водой в источнике и в бассейне менее плотная вода распространяется вблизи поверхности, не попадает в придонный экмановский слой и он не испытывает конвективной неустойчивости.

Ключевые слова: даунвеллинговые прибрежные течения, лабораторное моделирование, наклонное дно, стратификация вод, вращающаяся платформа, экмановский придонный слой, конвективная неустойчивость, перемешивание.

Благодарности. Работа выполнена в рамках бюджетной темы госзадания № 0149-2018-0003, а также при поддержке гранта РФФИ № 14-50-00095 – в части анализа результатов и гранта РФФИ № 17-05-00381 – при подготовке статьи к публикации.

Для цитирования: Елкин Д. Н., Зацепин А. Г. Лабораторное моделирование прибрежного даунвеллингового течения и связанного с ним придонного экмановского слоя на наклонном дне во вращающейся однородной и стратифицированной жидкости // Морской гидрофизический журнал. 2018. Т. 34, № 3. С. 179–191. doi:10.22449/0233-7584-2018-3-179-191

Laboratory Modeling of the Downwelling Coastal Current and the Related Bottom Ekman Layer above the Inclined Bottom in the Rotating Homogeneous and Stratified Fluid

D. N. Elkin*, A. G. Zatsepin

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**e-mail: dmelkin@mail.ru*

Laboratory experiments on studying the downwelling coastal current above the inclined bottom are conducted in the tank placed at a rotating platform. The current is formed by a source of constant flow of water with the same density (barotropic case) or the lower one (baroclinic case) as compared to the water in the tank. It is revealed that both in the barotropic and the baroclinic (under certain conditions) cases, the bottom Ekman layer formation implies sinking of the downwelling coastal current water. Some regularities in dynamics of the downwelling coastal current and the associated bottom Ekman layer in the barotropic and baroclinic cases are determined. It is found that in the barotropic case, the water in the bottom Ekman layer spreads from the source down the slope. It is shown that in the baroclinic case when the densities of water in the source and in the tank do not differ significantly, the water with lower density from the source enters the bottom Ekman layer which undergoes convective instability. The criteria for transition from the barotropic current regime to the baroclinic one, i.e. to the convective instability of the bottom Ekman layer are determined. It is revealed that convection in the bottom layer develops at the Rayleigh number values considerably exceeding its critical values characteristic of the laminar boundary layer in a rotating fluid. Actually, the bottom Ekman layer in the experiments is not purely laminar; its thickness is much higher than that of the laminar flow. Consequently, the coefficient of effective viscosity in this layer is also higher than the kinematic viscosity value which is used for calculating the critical Rayleigh number. When the densities of water in the source and in the tank differ significantly, the water with lower density propagates near the surface, does not enter the bottom Ekman layer and does not undergo convective instability.

Key words: downwelling coastal currents, laboratory modeling, inclined bottom, water stratification, rotating platform, bottom Ekman layer, convective instability, mixing.

For citation: Elkin, D.N. and Zatsepin, A.G., 2018. Laboratory modeling of the downwelling coastal current and the related bottom Ekman layer above the inclined bottom in the rotating homogeneous and stratified fluid. *Morskoy Gidrofizicheskiy Zhurnal*, [e-journal] 34(3), pp. 179-191. doi: 10.22449/0233-7584-2018-3-179-191

Введение

Механизмы вентиляции океанов и морей являются актуальным объектом исследования, по крайней мере, со времен знаменитой статьи У. Манка на эту тему [1]. Одним из таких механизмов является опускание вод в придонном экмановском слое (ПЭС) на шельфе/континентальном склоне и их конвективное перемешивание с вышележащими стратифицированными водами [2]. При наличии прибрежного морского течения, достигающего дна, образуется ПЭС, интегральный перенос воды в котором происходит перпендикулярно направлению течения и влево от него (в Северном полушарии). Очевидно, что в ПЭС происходит перенос воды от берега, сопровождающийся ее опусканием по наклонному дну в случаях либо циклонического течения вдоль берега моря, либо антициклонической циркуляции вокруг острова. Такого типа течения получили название даунвеллинговых, в отличие от апвеллинговых, имеющих противоположное направление, в ПЭС которых происходит подъем вод [3].

Устойчивая плотностная стратификация водной среды ограничивает глубину опускания или подъема вод в ПЭС [4]. В ситуации даунвеллингового течения, достигая определенной глубины погружения, вода в ПЭС, как более легкая по отношению к вышележащим водам, должна испытывать конвективную неустойчивость и перемешиваться с ними [5]. Продукты перемешивания

вания должны внедряться в окружающую стратифицированную водную толщу в виде квазиизопикнических интрузий.

В связи с широкой распространенностью прибрежных даунвеллинговых течений в морях и океанах этот процесс должен происходить весьма часто и играть определенную роль в вентиляции стратифицированной водной толщи. В работе [6] высказывалось предположение, что он может быть одним из важных факторов кислородной вентиляции деятельного слоя Черного моря и удержания верхней границы сероводородной зоны в области перманентного пикно-халоклина. Несмотря на некоторые свидетельства реализации данного процесса, надежные доказательства его осуществления в Черном море и других морях в настоящее время отсутствуют. В определенной степени это связано с его спорадическим характером, придонностью и маломасштабностью. Поэтому особое значение в исследовании данной темы могут иметь методы лабораторного и численного моделирования.

В работе [7] прибрежное даунвеллинговое течение и образованный им ПЭС с опусканием вод на наклонном дне воспроизводились в лабораторных условиях. Опыты проводились как в однородной, так и в двуслойно-стратифицированной водной среде. Во втором случае были обнаружены явление опускания менее плотных вод в ПЭС и конвективная неустойчивость этого слоя. Однако в связи с ограниченным числом опытов закономерности динамики прибрежного даунвеллингового течения и связанного с ним ПЭС были изучены весьма приблизительно. Тем не менее, с опорой на феноменологические результаты лабораторного эксперимента, а также на результаты натурных исследований придонных пограничных слоев и теоретические представления в работе [7] сделаны предварительные оценки параметров ПЭС на континентальном шельфе/склоне Черного моря и рассчитана возможная глубина опускания менее плотной воды в этом слое, достигавшая 50 м.

Целью данной работы являлось продолжение лабораторных экспериментов, начатых в работе [7], для более обстоятельного изучения динамики прибрежного даунвеллингового течения воды той же или меньшей плотности относительно воды в бассейне, а также образованного этим течением ПЭС на наклонном дне. В результате этого исследования для однородной по плотности водной среды были проверены определенные теоретические представления, а также установлены значения некоторых констант, позволяющих количественно оценивать параметры прибрежного течения и ПЭС. Для двуслойно-стратифицированного течения удалось установить критические значения параметров, при которых возможно опускание менее плотной воды в ПЭС и развитие его конвективной неустойчивости.

Лабораторная установка

Эксперименты проводились на лабораторной установке (рис. 1). В центре вращающейся платформы (1) диаметром 1 м с возможностью плавного изменения скорости ее вращения расположен цилиндрический бассейн из оргстекла (2) радиусом 30 см и высотой 27 см, заполненный водным раствором NaCl до определенного уровня. На дне бассейна установлен вписанный в него конус (3), сделанный из тонкого стеклотекстолита (0,3 мм). Угол наклона конической поверхности к горизонтали составляет $\alpha = 30^\circ$.

Высота конуса равна 14 см. В вершине конуса сделано вертикальное отверстие диаметром 10 мм, соединенное шлангом с сосудом Мариотта (4). Над этим отверстием осесимметрично расположен пустотелый цилиндр с крышкой диаметром 16 см и высотой 2 см, герметично закрепленный на поверхности конуса. В верхней части цилиндра, под крышкой, имеется щель шириной 0,5 см – кольцевой источник (5). Через этот источник в бассейн во время опыта из сосуда Мариотта подается с постоянным расходом подкрашенная красителем вода заданной плотности – либо такой же, как вода в бассейне, либо меньшей. Под влиянием силы Кориолиса поступающая в бассейн вода образует антициклоническое фронтальное течение, вид которого регистрируется сверху с помощью закрепленной над бассейном видеокамеры (6) и сбоку – боковой видеокамерой (7). Скорость этого течения определяется путем автоматического измерения перемещения круглых бумажных пелеток диаметром 1 мм, плавающих на поверхности воды.

Расход кольцевого источника изменялся от опыта к опыту в диапазоне значений $Q = 4-10 \text{ см}^3/\text{с}$. Значение расхода задавалось перед каждым опытом и поддерживалось постоянным с точностью до 5% с помощью сосуда Мариотта.

Как уже отмечалось выше, проводилось две серии опытов. В первой серии соленость (плотность) воды в источнике была примерно такой же, как в бассейне: $\rho_1 \approx \rho_0$, где ρ_1 – плотность воды в источнике, а ρ_0 – плотность воды в бассейне (баротропный случай). Во второй серии вода в источнике имела меньшую плотность, чем вода в бассейне: $\rho_1 < \rho_0$ (бароклинный случай). Температура воды в источнике и в бассейне совпадала с точностью до $\pm 0,3^\circ \text{C}$.

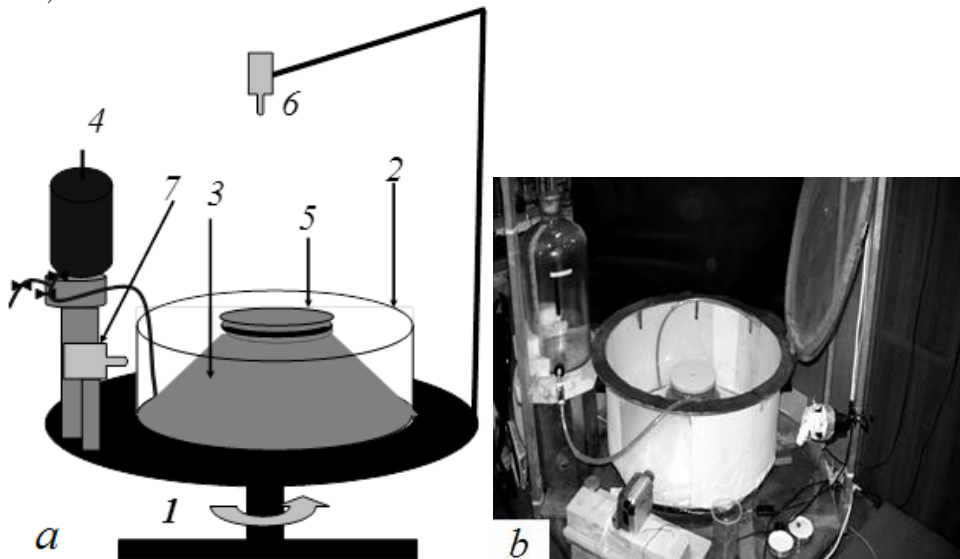


Рис. 1. Схема и фотография лабораторной установки: *a* – схема установки: 1 – вращающаяся платформа, 2 – бассейн, 3 – усеченный конус, 4 – сосуд Мариотта, 5 – щелевой источник массы и плавучести, 6 – видеокамера; 7 – боковая видеокамера; *b* – фотография установки

Fig. 1. Scheme and photograph of the laboratory plant: *a* – plant scheme: 1 is a rotating platform, 2 is the basin, 3 is the truncated cone, 4 is the Mariotte bottle, 5 is the slot source of mass and buoyancy, 6 is the video camera, 7 is the lateral/side video camera; *b* – photograph of the plant

В опытах первой серии вода в бассейне и в источнике была пресной и дистиллированной. В опытах второй серии вода в бассейне была соленой, причем соленость изменялась от опыта к опыту, а в источнике вода была пресной. В качестве одного из основных размерных параметров использовалось редуцированное ускорение свободного падения $g' = g\Delta\rho/\rho$, где g – ускорение свободного падения; $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_0$ – разница плотности между водой в источнике (сосуде Мариотта) и в бассейне. При этом точность определения g' составляла $\pm 0,1$ см/с². Другими важными размерными параметрами эксперимента являются объемный расход источника Q (точность его определения $\pm 0,5$ см³/с) и параметр Кориолиса $f = 2\Omega$, где $\Omega = 2\pi/T$ – угловая скорость вращения платформы, а T – период вращения платформы (точность его определения не ниже 0,5%). Кинематическая вязкость жидкости ν , также входящая в число важных размерных параметров, была приблизительно постоянной и равной 10^{-2} см²/с.

Результаты опытов

Баротропный случай ($\rho_1 \approx \rho_0$). Перед началом каждого опыта бассейн заполнялся дистиллированной водой до уровня верхнего края кольцевого источника. Сосуд Мариотта заполнялся водой той же плотности, но подкрашенной тимоловым красителем. Затем запускалось вращение платформы с угловой скоростью Ω , изменявшейся от 0,6 до 1,25 рад/с. Когда вода в бассейне раскручивалась до состояния, близкого к твердотельному вращению, включались видеокамеры и кольцевой источник постоянного расхода жидкости. Момент включения последнего принимался за начало опыта.

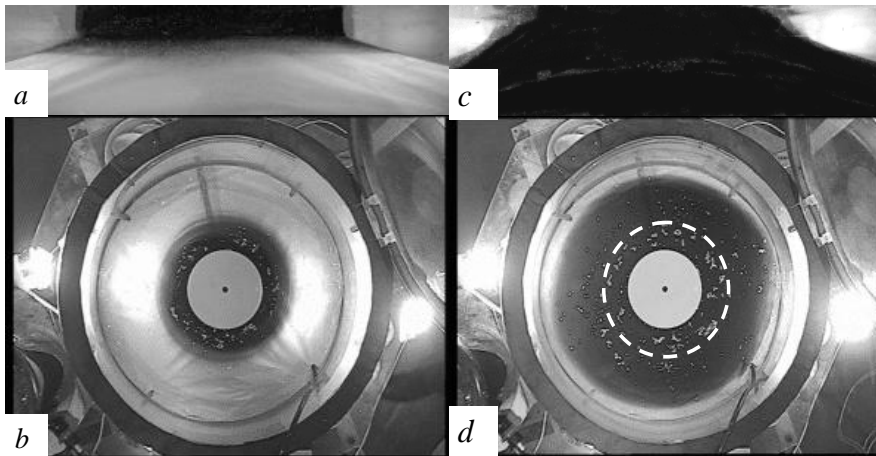


Рис. 2. Баротропное фронтальное течение над поверхностью конуса, образованного постоянно действующим источником ($Q = 8$ см³/с, $f = 1,25$ с⁻¹): *a, b* – начальная стадия опыта, при которой невязкое ядро течения находится в стадии формирования: *a* – вид сбоку; *b* – вид сверху; *c, d* – поздняя стадия опыта, при которой невязкое ядро уже достигло квазистационарного состояния (белая пунктирная линия – внешняя фронтальная граница невязкого ядра течения), а ПЭС далеко распространился вниз по поверхности конуса: *c* – вид сбоку; *d* – вид сверху

Fig. 2. Barotropic frontal current above the cone surface by the constant source ($Q = 8$ cm³/s, $f = 1.25$ s⁻¹): *a, b* – the initial stage of the experiment when the current inviscid core is being formed: *a* – side view; *b* – view from above; *c, d* – the late stage of the experiment when the inviscid core has already reached the quasi-stationary state (white dotted line denotes the external frontal boundary of the current inviscid core), and the BEL has spread far along the cone surface: *c* – side view; *d* – view from above

Подкрашенная жидкость, поступающая из источника на поверхность конуса, изначально образовывала антициклоническое осесимметричное баротропное прибрежное течение, расширявшееся радиально (рис. 2, *a, b*). Через некоторое время ширина слоя подкрашенной жидкости и связанного с ним прибрежного течения практически переставала расти, несмотря на продолжавшийся приток жидкости из источника. Стабилизация положения фронта подкрашенной жидкости была обусловлена формированием в вязком ПЭС потока с расходом $Q_e \approx Q$ [8], распространяющегося вниз по склону и выходящего со временем далеко за пределы фронтальной зоны баротропного слоя подкрашенной жидкости (рис. 2, *c, d*). При этом прибрежное течение также достигало стационарного состояния, и его стрежень (максимум азимутальной скорости) располагался на внешней границе баротропного слоя подкрашенной жидкости.

Для каждого опыта по данным видеосъемки сверху и сбоку в последовательные моменты времени измерялась ширина кольцевого осесимметричного фронтального течения, а также ширина кольца ПЭС. По визуальным наблюдениям, первый параметр довольно быстро достигал квазистационарного значения, а второй продолжал расти. По смещению бумажных пелеток измерялась также азимутальная скорость баротропного течения в области его фронта (стрежня), а также рассчитывалась скорость сползания подкрашенной воды источника в ПЭС. Следует отметить, что жидкость в придонном слое имела также и азимутальный, антициклонически направленный компонент скорости, что вполне соответствует теоретическим представлениям о динамике ПЭС. При этом толщина вязкого придонного течения на внешней границе баротропного слоя подкрашенной жидкости должна быть пропорциональна масштабу Экмана.

В опытах первой серии ставилась задача определения закономерностей распространения ПЭС вниз по поверхности гладкого конуса в зависимости от размерных и безразмерных параметров задачи. Будем считать, что глубина бассейна вне конуса и радиус конуса намного больше, чем высота источника и его радиус соответственно, и что эти два параметра не оказывают влияния на формирование фронтального течения и ПЭС на конусе. В этом случае определяющими размерными параметрами задачи являются: Q ($\text{см}^3/\text{с}$) – расход источника, ν ($\text{см}^2/\text{с}$) – кинематическая вязкость воды, R_0 (см) – радиус источника, H_0 – высота водного слоя у внешней границы источника, $f = 2\Omega$ (с^{-1}) – параметр Кориолиса. Важную роль играет также безразмерный параметр $\text{tg } \alpha$ – наклон дна бассейна к горизонтали.

Из пяти вышеуказанных размерных параметров два имеют независимую размерность. Согласно П-теореме из них можно составить три безразмерных параметра, полностью определяющих кинематические характеристики баротропного фронтального течения и течения в ПЭС: $\text{Re} = Q/\nu H_0$ – число Рейнольдса; $\text{Ek} = \nu/fH_0^2$ – число Экмана; $\theta = R_0/H_0$ – форм-фактор источника. К этим трем безразмерным параметрам добавляется четвертый: $\text{tg } \alpha$ – наклон дна. В опытах изменяются значения параметров Q и f , поэтому безразмерные параметры θ и $\text{tg } \alpha$ являются константами эксперимента.

Как уже говорилось ранее, структура поля течения, продуцируемая источником постоянного расхода, быстро достигает квазистационарного со-

стояния. При этом в некоторой зоне вблизи источника существует невязкое ядро баротропного течения, ограниченное фронтом подкрашенной жидкости из источника, а вне его, в окружающей жидкости, находится обширная область затухания азимутальной скорости течения. Квазистационарное состояние невязкого ядра поддерживается за счет притока из источника воды с небольшим значением углового момента вращения, а также благодаря придонному трению, являющемуся причиной спинапа (раскручивания) вышележащей жидкости. Некоторое возрастание радиуса невязкого ядра со временем (рис. 3, *a*) происходит из-за общего увеличения массы воды в бассейне.

В квазистационарном состоянии расход жидкости, поступающей из источника, компенсируется ее оттоком и опусканием вниз по склону в вязком (экмановском) придонном слое, ширина которого L_e , отсчитываемая от внешней границы прибрежного течения, растет пропорционально $t^{1/2}$ (рис. 3, *b*). Это означает, что толщина ПЭС не изменяется с расстоянием от фронта прибрежного течения, а скорость течения за фронтом изменяется (убывает) обратно пропорционально этому расстоянию.

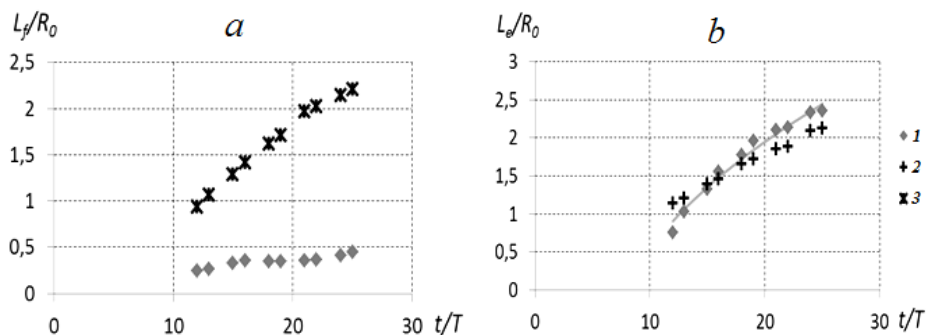


Рис. 3. Зависимости: L_f/R_0 (*a*) и L_e/R_0 (*b*) от безразмерного времени t/T , где $T = 2\pi/f$ – период вращения платформы; R_0 – радиус источника. $Q = 8 \text{ cm}^3/\text{s}$, $f = 1,25 \text{ s}^{-1}$. 1 – баротропный случай ($g' = 0$); 2 – бароклинный случай ($g' = 0,28$); 3 – бароклинный случай ($g' = 1,12$). Кривая – аппроксимация радиуса баротропного ПЭС функцией, пропорциональной квадратному корню времени. Безразмерное время t/T дано в лабораторных сутках

Fig. 3. Dependences: L_f/R_0 (*a*) and L_e/R_0 (*b*) on the dimensionless time t/T , where $T = 2\pi/f$ is the period of the platform rotation; R_0 is the source radius. $Q = 8 \text{ cm}^3/\text{s}$, $f = 1.25 \text{ s}^{-1}$. 1 is the barotropic case ($g' = 0$); 2 is the baroclinic case ($g' = 0.28$); 3 is the baroclinic case ($g' = 1.12$). The curve is the approximation of the barotropic bottom Ekman layer radius by the function proportional to the square root of time. The dimensionless time t/T is represented in the laboratory day unit (lab. day)

При этом интегральный расход жидкости в этом слое

$$Q_E = Q = 2\pi(R_0 + L_f)V_f H_e, \quad (1)$$

где L_f – ширина невязкого ядра течения, т. е. радиальное расстояние от внешней границы цилиндрического источника до совпадающей со срежнем течения границы слоя подкрашенной жидкости. Азимутальная скорость течения равна U_f , а V_f – радиальная компонента скорости течения в ПЭС толщиной H_e на расстоянии L_f от источника.

Из физических соображений скорость радиального распространения жидкости $V_f = dL_e/dt$ в экмановском слое на внешней границе невязкого ядра

фронтального даунвеллингового течения должна быть пропорциональна азимутальной скорости течения U_f и косинуса угла наклона дна. При этом, как уже указывалось, реальная толщина придонного вязкого пограничного слоя H_e должна быть пропорциональна экмановскому масштабу толщины $h_e = (v/f \cos \alpha)^{1/2}$ с учетом наклона дна. Иначе говоря, с учетом постоянства угла наклона дна в эксперименте должны выполняться соотношения

$$V_f = C_1 U_f, \quad (2)$$

$$H_e = C_2 h_e. \quad (3)$$

Здесь C_1 и C_2 – константы, которые могут быть функциями чисел Рейнольдса и Экмана. Константу C_1 можно определить из эксперимента, измеряя одновременно U_f и V_f . Поскольку экмановский погранслои на наклонном дне очень тонкий (не более 1 см), его толщину трудно измерить, но, используя выражения (1), (2) и (3), константу C_2 можно выразить через другие параметры задачи:

$$C_2 = Q/2\pi(R_0 + L_f)C_1 U_f h_e. \quad (4)$$

Используя закон сохранения потенциального вихря, можно показать, что скорость в стрессе баротропного прибрежного течения определяется масштабом:

$$U_f^* = -(H_0/H_f) f L_f. \quad (5)$$

Одной из задач обработки данных опытов являлась проверка зависимости

$$U_f = C_3 \cdot U_f^* \quad (6)$$

и установление значения коэффициента C_3 . Этот коэффициент также может являться функцией безразмерных параметров – числа Рейнольдса и числа Экмана (см. выше).

Подставляя в формулу (4) выражения (5) и (6) для соответствующих масштабов, получим

$$Q = 2\pi(R_0 + L_f)C(H_0/H_f) f L_f h_e, \quad (7)$$

где $C = C_1 C_2 C_3$.

При условии, что $R_0 \gg L_f$ и $H_0 \approx H_f$, выражение (7) упрощается и преобразуется к виду

$$Q = 2\pi R_0 C f L_f^* h_e. \quad (8)$$

Здесь L_f^* – масштаб ширины баротропного невязкого ядра фронтального течения при указанных выше условиях. Из формулы (8) можно выразить этот масштаб в виде

$$L_f^* = Q/2\pi R_0 C f h_e. \quad (9)$$

Всего было выполнено пять опытов с баротропным прибрежным течением, в которых размерные параметры Q и f принимали следующие значения: 4, 6, 10 см³/с и 0,625; 1,25; 2,5 1/с соответственно. При этом безразмерные параметры – числа Рейнольдса и Экмана – изменялись в следующих диапазонах: $200 < Re < 500$; $0,001 < Ek < 0,004$.

Из результатов лабораторных опытов получены следующие значения введенных выше констант: $C_1 = 0,06 \pm 0,005$; $C_2 = 11,3 \pm 1,7$; $C_3 = 0,82 \pm 0,08$;

$C = 0,5 \pm 0,12$. Существенной зависимости этих констант от безразмерных параметров задачи – чисел Рейнольдса и Экмана – выявлено не было.

Бароклинный случай ($\rho_1 < \rho_0$). В этом случае появляется еще один определяющий размерный параметр задачи – редуцированное ускорение свободного падения $g' = g\Delta\rho/\rho_0$. Здесь g – ускорение свободного падения; $\Delta\rho = \rho_0 - \rho_1 = \beta(S_0 - S_1)$, где β – коэффициент солёностного сжатия; S_0 и S_1 – солёность воды в источнике и в бассейне. С использованием g' можно построить другой важный размерный параметр задачи – бароклинный радиус деформации Россби $R_d = g'H_0/f$. Забегая вперед, отметим, что безразмерный параметр R_d/L_f^* определяет условие попадания воды из источника в ПЭС.

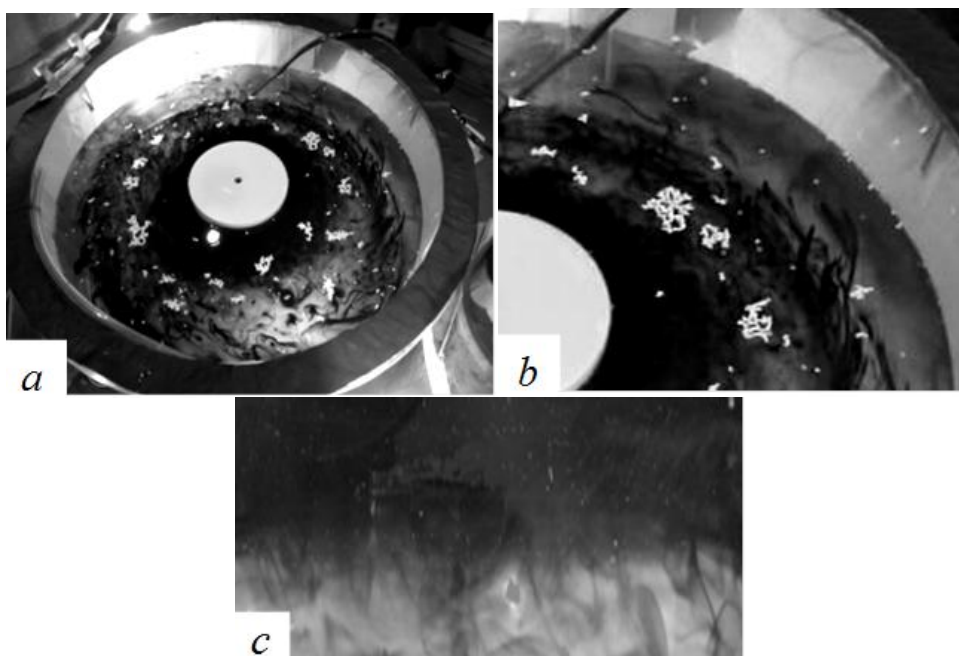


Рис. 4. Структура течения при небольшом отличии плотности воды в источнике от плотности воды в бассейне ($Q = 8 \text{ см}^3/\text{с}$, $f = 1,25 \text{ с}^{-1}$, $g' = 0,28 \text{ см}/\text{с}^2$): *a* – вид сбоку; *b* – вид сверху; *c* – трехмерные конвективные структуры

Fig. 4. Current structure at insignificant difference between the water density in the source and the one in the tank ($Q = 8 \text{ cm}^3/\text{s}$, $f = 1.25 \text{ s}^{-1}$, $g' = 0.28 \text{ cm}/\text{s}^2$): *a* – side view, *b* – view from above; *c* – three-dimensional convective structures

В опытах, когда плотность вод фронтального течения была меньше, чем плотность жидкости в бассейне, реализовывались два различных сценария эволюции фронтального течения. В первом сценарии, характерном для сравнительно небольшого отличия плотности воды в источнике от плотности воды в бассейне, слабо наклоненный к вертикали фронт течения достигал поверхности конуса и формировался ПЭС, в котором происходило опускание более легкой воды вниз по склону. Скорость опускания была несколько меньшей по сравнению с баротропным случаем (рис. 3, *b*). Со временем ПЭС

испытывал конвективную неустойчивость: в нем формировались валиковые структуры, вытянутые в азимутальном направлении. Они затем распадались на трехмерные вихревые структуры, в которых подкрашенная вода ПЭС медленно поднималась вверх, вплоть до свободной поверхности жидкости. На рис. 4 можно видеть структуру течения при небольшом отличии плотности воды в источнике от плотности воды в бассейне. При этом на рис. 4, *a* представлен общий вид течения под углом около 45° : видно невязкое ядро прибрежного течения как темное кольцо подкрашенной жидкости вокруг источника, а на его периферии заметны вихревые элементы конвекции, порожденной конвективной неустойчивостью ПЭС. На рис. 4, *b* изображен сегмент бассейна с фронтальным течением и вихревыми элементами конвекции, а на рис. 4, *c* крупным планом показаны трехмерные элементы конвекции, распространяющиеся от дна до поверхности воды.

Квазиламинарный характер конвекции был обусловлен относительно слабой надкритичностью числа Рэлея для ПЭС: из-за влияния вращения с ростом числа Тейлора возрастает и критическое число Рэлея [9].

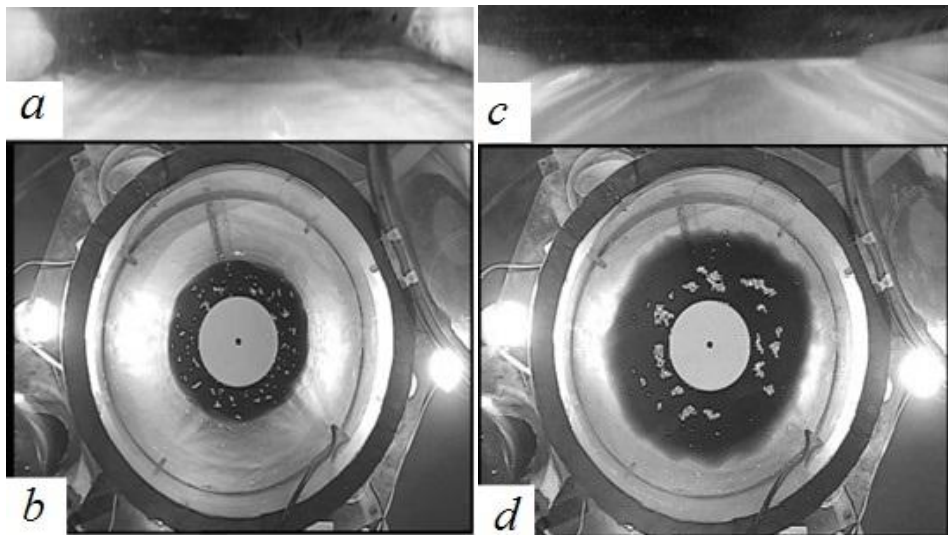


Рис. 5. Структура ярко выраженного бароклинного течения ($Q = 8 \text{ cm}^3/\text{c}$, $f = 1,25 \text{ c}^{-1}$, $g' = 1,12 \text{ cm}^2/\text{c}^2$): *a, b* – ранняя стадия опыта: *a* – вид сбоку, *b* – вид сверху; *c, d* – поздняя стадия опыта: *c* – вид сбоку, *d* – вид сверху. Нет попадания воды фронтального течения в ПЭС

Fig. 5. Structure of the well pronounced baroclinic current ($Q = 8 \text{ cm}^3/\text{s}$, $f = 1.25 \text{ s}^{-1}$, $g' = 1.12 \text{ cm}^2/\text{s}^2$): *a, b* – the initial stages of the experiment: *a* – side view, *b* – view from above; *c, d* – the late stages of the experiment: *c* – side view, *d* – view from above. No entering of the frontal current water to BEL

Во втором сценарии, характерном для достаточно большого отличия плотности воды в источнике от плотности воды в бассейне, наклонный фронт течения не достигал поверхности конуса. При этом подкрашенная и более легкая вода из источника не попадала в ПЭС (рис. 5, *a, b*). При работающем источнике масса жидкости, заключенная внутри области прибрежного течения, росла непрерывно и положение его фронта не стабилизировалось: происходило его радиальное распространение (рис. 5, *c, d*). Известно, что над

горизонтальным плоским дном бароклинное течение, как правило, теряет устойчивость, меандрирует и распадается на вихревые структуры. Однако над наклонным дном устойчивость течения существенно увеличивается благодаря стабилизирующей роли топографии [10].

В контексте данной статьи следует обсудить условия перехода от баротропного режима течения в ПЭС к бароклинному, а фактически – к конвективной неустойчивости ПЭС. Поскольку толщина слоя воды в бассейне H (~ 10 см) $\gg H_e$, можно считать, что наступление конвективной неустойчивости не зависит от H , а определяется масштабом толщины ПЭС. Будем считать, что конвективная неустойчивость возникает при достижении критического для погранслоя значения числа Рэлея

$$Ra = g'H_e^3/k_s\nu. \quad (10)$$

Здесь k_s – коэффициент диффузии соли, а ν – кинематическая вязкость воды. Из лабораторных опытов следует, что конвективная неустойчивость ПЭС происходит при $(g')^* \geq 0,07$ см/с², $f = 1,25$ с⁻¹ и $H_e \approx 1,0$ см. Принимая $k_s = 1,4 \cdot 10^{-5}$ см²/с и $\nu = 10^{-2}$ см²/с и подставляя значения параметров в выражение (10), получим $Ra_{crit} \approx 5 \cdot 10^5$. Это значение приблизительно на четыре порядка больше, чем для холодного термического погранслоя в воде, вблизи границы раздела вода – воздух в невращающейся жидкости ($Ra_{crit} = 64$ [11]). Как уже отмечалось, во вращающейся жидкости развитие свободной конвекции начинается при больших значениях числа Рэлея (вращение «стабилизирует» свободную конвекцию), а критическое число Рэлея является возрастающей функцией числа Тейлора $Ta = f^2 H_e^4/\nu^2$. В рассматриваемом случае $Ta \approx (1-2) \cdot 10^4$. Исходя из диаграмм конвективной неустойчивости пограничных слоев во вращающейся жидкости, приведенных в работе [9], для таких значений числа Тейлора критическое значение числа Рэлея должно быть примерно на полтора – два порядка меньше, чем дает вышеприведенная оценка. Причиной такого различия может служить неполная ламинарность ПЭС, наличие в нем сдвигового течения. Наблюдения показывают, что он подвержен также и нелинейным волновым движениям, которые могут увеличивать диффузию соли и импульса по сравнению с чисто молекулярным обменом. Свидетельством того, что этот слой не ламинарный, является также его относительно большая толщина: она на порядок превышает масштаб Экмана, рассчитанный с использованием молекулярной вязкости воды. Можно сказать, что этот слой подвержен волно-вихревым возмущениям. В таком случае вместо молекулярных коэффициентов обмена в выражении для критического числа Рэлея (10) нужно использовать эффективные коэффициенты обмена солью и импульсом. Кроме того, реальное значение g' может быть меньше рассчитываемого по разнице солености между водой в источнике и в бассейне вследствие частичного замешивания взаимодействующих вод. Все это может понизить значение критического числа Рэлея более чем на порядок.

Очевидно, что данный вопрос нуждается в дальнейшем лабораторном и теоретическом исследовании. К натурным условиям данная проблема, скорее всего, отношения не имеет, поскольку в море ПЭС является протяженным

по вертикали и турбулентным, а влияние вращения Земли на развитие неустойчивости ПЭС несущественно.

Как уже отмечалось выше, при большом различии в солености (плотности) воды в бассейне и в источнике реализуется второй сценарий, при котором прибрежное даунвеллинговое течение выклинивается к поверхности воды в бассейне, становится тонким и нигде не касается дна. В этом случае невязкое ядро течения растет более продолжительно, достигая большей ширины, чем в баротропном случае (рис. 3, а). Можно показать, что условие наступления второго сценария достигается в том случае, если значение бароклинного радиуса деформации превышает значение масштаба ширины L_f^* невязкого ядра баротропного прибрежного течения, определяемого выражением (9). В этом случае должно выполняться условие

$$L_f^* < R_d = (g'H_0)^{1/2}/f. \quad (11)$$

Из данного условия (11) можно определить пороговое значение $(g')^{**}$, при котором бароклинность начинает оказывать определяющее влияние на режим течения:

$$(g')^* > (L_f^* f)^2/H_0. \quad (12)$$

Подставляя в соотношение (12) выражение (9) для L_f^* и $h_e = (v/f)^{1/2}$, получим

$$(g')^{**} > (Qf^{1/2}/(2\pi CR_0 H_0^{1/2} v^{1/2}))^2 = C_4 (Qf^{1/2}/(2\pi R_0 H_0^{1/2} v^{1/2}))^2. \quad (13)$$

Из лабораторных экспериментов следует, что в бароклинном случае переход от конвективно устойчивого ПЭС к конвективно неустойчивому происходит для $(g')^* = 0,07 \text{ см/с}^2$ при $f = 1,25 \text{ с}^{-1}$ и $H_e \approx 1,0 \text{ см}$. При этом переход от первого сценария ко второму происходит при $(g')^{**} = 0,84 \text{ см/с}^2$.

Анализ данных опытов показал, что $C_4 = 0,4 \pm 0,05$. Существенной зависимости этой константы от безразмерных параметров эксперимента также не обнаруживается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W. H.* Abyssal recipes // *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. 1966. Vol. 13, iss. 4. P. 707–730. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(66\)90602-4](https://doi.org/10.1016/0011-7471(66)90602-4)
2. Влияние динамики течений на гидрофизическую структуру вод и вертикальный обмен в деятельном слое Черного моря / А. Г. Зацепин [и др.] // *Океанология*. 2007. Т. 47, № 3. С. 327–339.
3. *Журбас В. М., Ох И. С., Парк Т.* Роль бета-эффекта в угасании вдольбереговой бароклинной струи, связанной с преходящим прибрежным ап- и даунвеллингом: численные эксперименты // *Океанология*. 2006. Т. 46, № 2. С. 189–196.
4. *Schaeffer A., Roughan M., Wood J. E.* Observed bottom boundary layer transport and uplift on the continental shelf adjacent to a western boundary current // *J. Geophys. Res.* 2014. Vol. 119, iss. 8. doi:10.1002/2013JC009735
5. Convectively driven mixing in the bottom boundary layer / J. N. Moum [et al.] // *J. Phys. Oceanogr.* 2004. Vol. 34, no. 10. P. 2189–2202. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2004\)034<2189:CDMITV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2004)034<2189:CDMITV>2.0.CO;2)

6. *Ostrovskii A. G., Zatsepin A. G.* Intense ventilation of the Black Sea pycnocline due to vertical turbulent exchange in the Rim Current area // *Deep-Sea Res. I.* 2016. Vol. 116. P. 1–13. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2016.07.011>
7. Опускание вод в экмановском слое, образованном прибрежным даунвеллинговым течением над наклонным дном / Д. Н. Елкин [и др.] // *Океанология.* 2017. Т. 57, № 4. С. 531–537. doi:10.7868/S003 0157417040025
8. *Зацепин А. Г., Семенов А. В.* Баротропные вихри-интрузии над плоским дном во вращающейся жидкости // *Интрузионные и плотностные течения (памяти В. Н. Анучина).* Калининград : КГТУ ГК РФ по рыболовству, 1997. С. 55–69.
9. *Boubnov B. M., Golitsyn G. S.* Convection in Rotating Fluids. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1995. 224 p.
10. *Didkovskii V. L., Semenov A. V., Zatsepin A. G.* Mesoscale currents upon the smooth sloping bottom and in the presence of ridges and canyons // *Oceanic Fronts and Related Phenomena: Konstantin Fedorov International Memorial Symposium, Pushkin, Saint Petersburg, 18–22 May 1998: Proceedings. UNESCO, 2000. IOC Workshop report N 159.* P. 89–94.
11. *Гинзбург А. И., Федоров К. Н.* О критическом пограничном числе Рэлея при охлаждении воды через свободную поверхность // *Изв. АН СССР. ФАО.* 1978. Т. 14, № 4. С. 433–436.

Об авторах:

Елкин Дмитрий Николаевич, младший научный сотрудник, ФГБУН ИО им. П. П. Ширшова РАН (Россия, 117997, Москва, Нахимовский пр., д. 5)

Зацепин Андрей Георгиевич, руководитель лаборатории, ФГБУН ИО им. П. П. Ширшова РАН (Россия, 117997, Москва, Нахимовский пр., д. 5), доктор физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-5527-5234, zatsepin@ocean.ru